



***Facultad  
de  
Ciencias***

**Mejora de la discriminación de señal  
y fondo en una búsqueda de Materia  
Oscura producida en asociación con  
un par de quarks top-antitop  
(Improvement of the signal-to-background  
discrimination in search for Dark Matter  
produced in association with a pair of top-  
antitop quarks)**

Trabajo de Fin de Grado  
para acceder al

**GRADO EN FISICA**

Autor: Agustín Lantero Barreda

Director: Pablo Martínez Ruiz del Árbol

Septiembre - 2018



# Agradecimientos

En primer lugar me gustaría agradecer a mi Director de TFG, Pablo, por guiarme durante todo el trabajo. Gracias por sacar tiempo de una agenda apretada para introducirme en este mundo de la física de partículas, la materia oscura y el dark pt.

Gracias a mis padres por su apoyo y confianza durante toda la carrera. También agradezco a mis amigos que sean capaces de escuchar y mostrar interés cuando les hablo de estos temas. Con su ayuda ha sido todo más fácil.



# Resumen

Este trabajo se basa en una búsqueda de materia oscura en asociación con un par de quarks top-antitop en el detector CMS del CERN. El trabajo se centra en el estudio de la reconstrucción cinemática de los neutrinos producidos en los casos en los que los quark top decaen leptónicamente, para mejorar y optimizar las técnicas de discriminación que se usan actualmente. Como resultado se ha conseguido obtener un nuevo método que mejora al precedente de las siguientes formas: reducción de su complejidad computacional, ya que se trata de un método analítico; entendimiento del problema en términos físicos, lo que ha permitido definir de forma rigurosa las variables de discriminación y posibilidad de aplicar el método a colisiones de partículas para las que previamente no era posible hacerlo.

**Palabras clave:** Materia oscura, interacciones top-antitop, reconstrucción de momento, dark pt, elipse, factor de solapamiento, CMS.

## *Abstract*

*This project is based on the search of dark matter in association with quark top pair in the CMS detector of CERN. The work studies the kinematic reconstruction of the neutrinos produced in the cases where the quark tops decay into leptons, trying to improve and optimize the techniques currently in use. As a result, a new method has been developed improving the previous in the following ways: reduction of the computational complexity, as it is an analytical method; understanding of the problem in physical terms which allows to define the discrimination variables in a rigorous manner and the possibility to apply the method to collisions of particles for which it was impossible with the previous approach.*

**Keywords:** *Dark Matter, top-antitop interaction, momenta reconstruction, dark pt, ellipse, overlapping factor, CMS.*



# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. La materia oscura en la Física de partículas . . . . .	2
1.2. Producción de materia oscura en asociación con pares top-antitop . . . . .	3
1.2.1. Interacciones $t\bar{t}$ en el Modelo Estándar . . . . .	3
1.2.2. Interacciones $t\bar{t}$ con mediador de materia oscura . . . . .	5
1.3. Experimento CMS . . . . .	6
1.4. Búsqueda de $t\bar{t}$ +DM en CMS . . . . .	8
<b>2. Cinemática del proceso <math>t\bar{t}</math></b>	<b>9</b>
2.1. Simulación del proceso $t\bar{t}$ . . . . .	9
2.2. Reconstrucción de procesos $t\bar{t}$ . . . . .	12
2.2.1. Solución analítica. Método de Sonneschein del polinomio de cuarto grado.	13
2.2.2. Solución analítica del proceso $t \rightarrow b l \nu_l$ . Método de Betchart de las elip- ses de momento. . . . .	14
2.2.3. Generalización del método de las elipses para el caso de dos neutrinos finales . . . . .	16
2.2.4. Dependencia de la reconstrucción con la MET . . . . .	17
<b>3. Métodos para el cálculo de dark <math>p_T</math></b>	<b>19</b>
3.1. Método actual de CMS . . . . .	19
3.2. Elipses de momento con mediador de materia oscura . . . . .	20
3.3. Desplazamientos en las elipses de momento y relación con el dark $p_T$ . . . . .	21
3.3.1. Factor de solapamiento . . . . .	22
3.3.2. Dependencia con la MET, desplazamiento de los centros y dark $p_T$ . . . .	23

<b>4. Resultados</b>	<b>27</b>
4.1. Desplazamiento de las elipses de momento . . . . .	28
4.2. Distribución del factor de solapamiento . . . . .	30
4.3. Análisis de Dark $p_T$ . . . . .	32
<b>5. Conclusiones</b>	<b>37</b>
<b>A. Código python del método de dark <math>p_T</math></b>	<b>39</b>



# Capítulo 1

## Introducción

La búsqueda y detección de materia oscura es uno de los mayores retos de la Física en la actualidad. Se sabe que casi un 73 % del contenido del Universo está formado por Energía Oscura, mientras que un 23 % es Materia Oscura. Sorprendentemente solo un 4 % del cosmos está compuesto por materia conocida, como átomos o partículas subatómicas. La primera noción de su existencia surgió tras la observación de la velocidad de rotación de las galaxias espirales. La alta discrepancia entre el modelo teórico y los resultados experimentales que se observaba para distancias lejanas al bulbo central, sugerían que algún tipo de materia que no estaba siendo detectada modificaba la gravedad de la región, aumentando así la velocidad de rotación del disco ([1] y [2]). Para explicar esta anomalía se introdujo el concepto de **Materia Oscura** o **Dark Matter** (DM).

La segunda evidencia surgió cuando Fritz Zwicky estudió en 1923 el cúmulo de galaxias conocido como *Coma*. Aplicando el teorema del virial [3], observó que la masa del cúmulo era superior a la que tenía asociada por su relación luminosidad-masa [4]. Al medir el espectro de Rayos X, sin embargo, la temperatura coincidía con la de emisión del gas caliente que forma mayoritariamente el cúmulo. Esto favorece la idea de la existencia de materia masiva que modifica la gravedad, pero que no emite ningún tipo de radiación.

Otra evidencia puede encontrarse en el efecto conocido como *Lente Gravitatoria*. Según predice la teoría de la Relatividad General, una fuente con un gran potencial gravitatorio puede curvar la trayectoria de la luz. Diversas observaciones muestran como objetos luminosos se ven desplazados o incluso duplicados, al pasar la luz por regiones en las que aparentemente no hay materia visible.

Los efectos de DM también pueden verse en el llamado cúmulo *bala*, en el que dos galaxias están en proceso de colisión. En las zonas en las que el gas caliente interactúa, se libera una gran energía, mientras que en la zona donde se encuentra la mayor parte de la masa, no se emite luz y se unen sin oposición ([5] y [6]).

Por último, el fondo cósmico de microondas también proporciona una prueba de la existencia de DM. Estudiando sus anisotropías en la temperatura, se pudo obtener una estimación del porcentaje de energía del Universo debido a materia bariónica<sup>1</sup> y a DM. El resultado que se obtuvo indica que la materia que conocemos, solo es entorno a un 4 % del total que conforma el Universo.

Actualmente, la búsqueda de DM se basa en tres métodos. El primero, se conoce como **detección indirecta** y consiste en la observación astronómica de los productos provenientes de la interacción entre partículas de materia oscura en regiones de alta energía, como los centros de galaxias. Las partículas resultantes de esta aniquilación serían fotones o cualquier tipo de materia bariónica, con una energía tan alta que no puede explicarse por los modelos teóricos convencionales. El segundo método consiste en la **observación directa** de la interacción de partículas de DM provenientes del espacio. Puesto que una gran cantidad de ellas podrían estar atravesando la Tierra, el efecto que tienen al reaccionar con núcleos atómicos podría ser una evidencia fundamental para su detección. Estos estudios se llevan acabo en instalaciones subterráneas donde partículas tales como los muones no pueden afectar a la señal.

El tercer método es la búsqueda de materia oscura en los **colisionadores de partículas**. Puesto que su interacción con la materia ordinaria es muy escasa y como son eléctricamente neutras (ya que no emiten radiación), si estas partículas están siendo producidas, no son detectadas. Sin embargo, si su producción está asociada a partículas del Modelo Estándar, deberían dejar un rastro característico debido al desbalance en la energía de los productos.

Este trabajo se centrará en el estudio de la producción de DM en los procesos top-antitop en el contexto del experimento CMS. Para ello, se intentará encontrar un método de distinción de los procesos debidos al Modelo Estándar y los que entre sus productos se encuentra materia oscura.

## 1.1. La materia oscura en la Física de partículas

El Modelo Estándar o *Standard Model* (SM) es, en la actualidad una de las teorías más precisas que se tiene de la física. Su poder predictivo ha sido puesto a prueba múltiples veces y siempre ofrece resultados con una precisión asombrosa. Uno de sus logros más recientes es la confirmación de la existencia del Bosón de Higgs, la partícula encargada de dotar de masa al resto de partículas del SM ([7] y [8]) y es una prueba irrefutable de lo eficaz que es el modelo. Sin embargo, no es perfecto, entre sus deficiencias destacan su incapacidad para explicar la jerarquía de las masas de las partículas y no aporta ninguna explicación para la existencia de materia oscura.

---

<sup>1</sup>Los bariones son partículas subatómicas formadas por tres quarks, como los protones y neutrones. Sin embargo, cuando se habla de materia bariónica también se tienen en cuenta a los leptones.

Según el Modelo Estándar, la materia está compuesta por partículas fermiónicas<sup>2</sup> de dos tipos: leptones y quarks. Estos a su vez se dividen en tres generaciones en función de su masa (a excepción de los neutrinos que es por su sabor). La **primera generación** contiene al electrón, neutrino electrónico y a los quarks *up* y *down*. En la **segunda generación** se encuentran el muón, el neutrino muónico y los quarks *strange* y *charm*. Por último, la **tercera generación** está compuesta por el tau, el neutrino tauónico y los quarks *top* y *bottom*.

El SM explica las interacciones entre partículas mediante el intercambio de bosones<sup>3</sup> que se obtienen como resultado de la invarianza del Lagrangiano bajo transformaciones gauge  $U(1)_{EM} \times SU(2)_L \times SU(3)_c$ . La primera es la encargada de la interacción electromagnética por el intercambio de un campo cuántico, conocido comúnmente como fotón. La segunda explica la interacción nuclear débil mediante dobletes de partículas fundamentales y el bosón  $W$ . El sufijo  $L$  es debido a que, en una desintegración por medio de la fuerza débil, solo actúa la parte levógira (*Left-handed*) de la quiralidad de la partícula. La última de las simetrías es la interacción nuclear fuerte y explica la existencia de la carga de color que poseen quarks y gluones. Estas constituyen el pilar fundamental del Modelo Estándar.

En este trabajo se buscará encontrar un método para la detección de estas partículas oscuras dentro del marco de la **Teoría Efectiva de Campos** o *Effective Field Theory* (**EFT**). Este tipo de teorías permiten explicar el intercambio de una partícula mediadora, con las posibles características de DM, sin conocer los detalles de la interacción y que pueden ser producida en procesos en los que intervienen partículas del SM (en concreto interacciones top-antitop).

## 1.2. Producción de materia oscura en asociación con pares top-antitop

Este trabajo se centrará en el desarrollo de una nueva técnica de discriminación del fondo y la señal en las búsquedas de materia oscura en asociación con pares de quarks top-antitop. Más concretamente, el trabajo estudia el caso en el que los pares de top acaban desintegrándose a leptones en el estado final. En estas búsquedas, el fondo principal resulta de la producción inclusiva del SM de pares  $t\bar{t}$ .

### 1.2.1. Interacciones $t\bar{t}$ en el Modelo Estándar

El quark top<sup>4</sup> es una partícula elemental perteneciente a la tercera generación de quarks. Entre sus características principales destaca ser la partícula elemental más masiva, superando al

<sup>2</sup>Partículas elementales con espín semi-entero.

<sup>3</sup>Partículas elementales con espín entero.

<sup>4</sup>Las características del top que se muestran en la sección 1.2.1 se pueden ver en el *Particle Data Group* [9].

resto en varios ordenes de magnitud. Esto hace que al ser producidos sean muy inestables, con un tiempo de vida medio que llega a ser menor que el tiempo de hadronización.

Masa/GeV	Carga/e	Espín/ $\hbar$	Tiempo de vida medio/s
$173.1 \pm 0.6$	$2/3$	$1/2$	$5 \cdot 10^{-25}$

Tabla 1.1: Propiedades del quark top.

Tiene varios modos de decaimiento, en este trabajo se estudiarán los procesos en los que da lugar a un bosón W y un quark. En concreto los productos más probables son los provenientes de la desintegración  $t \rightarrow Wb$ , cuyo branching ratio con respecto al resto de quarks es

$$\Gamma(Wb)/\Gamma(Wq) = 0.957 \pm 0.034$$

Después de esta primera desintegración, el bosón W también decaerá. Puesto que lo que se pretende estudiar son desequilibrios en la energía de los productos, es conveniente estudiar un canal de desintegración en el que los productos de la desintegración dejen una señal limpia. Por ello, se estudiará el proceso  $W \rightarrow l\nu_l$ , que tiene un branching ratio de

$$\Gamma(l\nu_l)/\Gamma_{TOTAL} = (10.63 \pm 0.15) \cdot 10^{-2}$$

La probabilidad de que se produzca un tipo de leptón concreto es muy similar para  $\mu$ ,  $e$  o  $\tau$  y por tanto no es especialmente relevante estudiar el proceso para un modo concreto, si no que se puede hacer una teoría generalizada para leptones.

$\Gamma(\mu\nu_\mu)/\Gamma(e\nu_e)$	$\Gamma(\tau\nu_\tau)/\Gamma(e\nu_e)$	$\Gamma(\tau\nu_\tau)/\Gamma(\mu\nu_\mu)$
$0.986 \pm 0.013$	$1.043 \pm 0.024$	$1.070 \pm 0.026$

Tabla 1.2: Relaciones entre la probabilidad de producción de leptones en la desintegración del W.

A lo largo de este trabajo se designarán como interacciones top-antitop **estándar**<sup>5</sup> a aquellas que dan lugar a los productos  $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l\bar{l}\nu\bar{\nu}$ , provenientes del Modelo Estándar. Cuando dos gluones interactúan entre sí dando lugar a otro con energía suficiente, se puede llegar a formar un par quark-antiquark (en este caso top-antitop), que decaerán como se ha descrito anteriormente. A continuación se muestra el diagrama de Feynman de este proceso.

<sup>5</sup>Se define esta desintegración como "estándar" para distinguirla del caso en el que se intercambia un mediador de materia oscura.

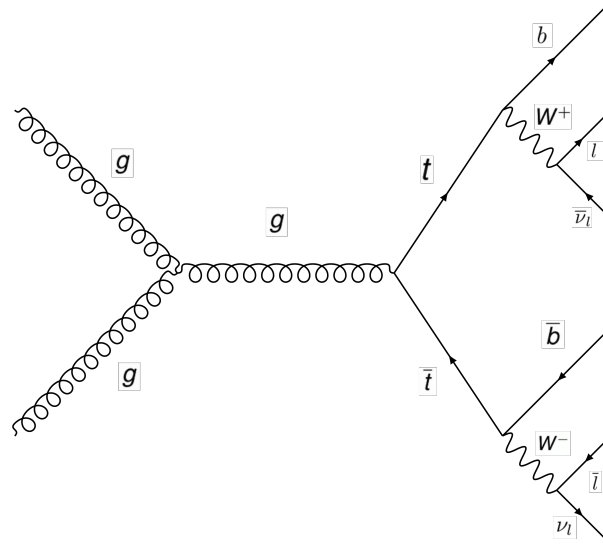


Figura 1.1: Diagrama de Feynman del proceso de  $t\bar{t}$  normal.

### 1.2.2. Interacciones $t\bar{t}$ con mediador de materia oscura

En este trabajo se va a estudiar un modelo de producción de materia oscura basado en una EFT que considera la existencia de una partícula  $\phi$ , masiva y eléctricamente neutra [10]. La forma más sencilla de explicar esta interacción y por tanto, la más independiente del modelo, es mediante una partícula escalar (Espín 0) o pseudoescalar (Espín 0, pero que cambia de signo bajo transformaciones de paridad) con el SM. Esta aproximación es válida para una escala de energías  $\Lambda$  que dependerá de las constantes de acoplamiento de las partículas que participan en la interacción. Por simplicidad, se requiere que la teoría sea invariante ante transformaciones  $U(1)_{EM} \times SU(3)_c$ . No se considera la simetría  $SU(2)_L$  ya que a estas escalas de energía, la fuerza electromagnética predomina sobre la débil y esta condición haría necesaria una teoría para altas energías. De esta forma, la aproximación será más dependiente del modelo y se perdería validez dentro de la EFT. Imponiendo estas condiciones, solo serán posibles un determinado número de interacciones de  $\phi$  con espinores de Dirac del SM.

Según el modelo  $t\bar{t}$ +DM<sup>6</sup>, esta partícula mediadora decaerá a dos fermiones  $\chi$  neutros, que serán partículas de DM. Para usar la aproximación EFT se supondrá que la masa del mediador es mucho mayor que la de los fermiones de materia oscura. De esta forma, el proceso más simple de producción de estas partículas y por tanto el que mayor sección eficaz tiene, es aquel en el que dos gluones hacen una desintegración  $t\bar{t}$  estándar, pero dos de los top interactúan entre sí dando lugar al mediador  $\phi$  y este a dos  $\chi$  [11]. El operador efectivo del nuevo vértice de interacción en

<sup>6</sup>El modelo  $t\bar{t}$ +DM en este trabajo se entenderá como la desintegración del tipo  $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l\bar{l}\nu\bar{\nu}\phi$ , dentro del marco de EFT.

el caso escalar se puede expresar como

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{m_t}{\Lambda^3} t\bar{t}\bar{\chi}\chi \quad (1.1)$$

Donde  $m_t$  es la masa del top y  $\Lambda$  es la escala de interacción. En principio este operador es válido para cualquier quark, sin embargo, es interesante usar el top ya que su masa es la más alta de los seis quarks y por tanto la probabilidad de generar un  $\chi$  será mayor. Para el caso pseudoscalar, basta con añadir la matriz  $\gamma^5$  en los vértices de interacción.

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{m_t}{\Lambda^3} [\bar{t}\gamma^5 t][\bar{\chi}\gamma^5 \chi] \quad (1.2)$$

En la siguiente Figura se muestra el diagrama de Feynman del proceso  $t\bar{t} + \text{DM}$ .

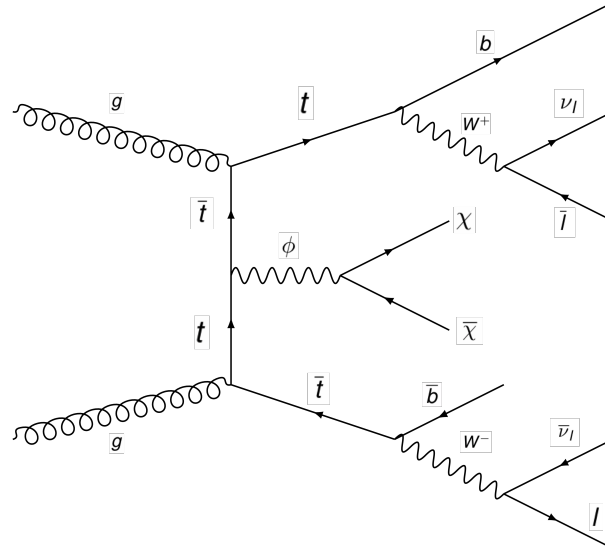


Figura 1.2: Diagrama de Feynman del proceso de  $t\bar{t}$  con un mediador de materia oscura  $\phi$ .

En principio los productos de desintegración estándar y con mediador de DM son los mismos, con la salvedad de las partículas  $\chi$ . Sin embargo al ser neutras, no pueden ser detectadas y por tanto ambos procesos son aparentemente indistinguibles. En este trabajo se hará un estudio de las variables que intervienen en esta interacción, en busca de un método de detección de DM en las colisiones del LHC.

### 1.3. Experimento CMS

El **LHC** (*Large Hadron Collider*), se empezó a construir en 1994 y fue puesto en marcha en el año 2010. Gracias a una inversión de millones de euros en material y a las miles de personas

que trabajan en él, es en la actualidad el mayor experimento llevado a cabo en la historia. Con un radio de 27 km y situado bajo tierra, haces de protones son acelerados en sentidos opuestos con una energía de 7 TeV cada uno. Su finalidad es dar a conocer los componentes elementales que forman el universo a partir de las colisiones entre las partículas que conforman los protones. Las nuevas partículas emergentes son descubiertas en los distintos detectores del LHC.

En este trabajo, los métodos que se llevan a cabo están destinados a su uso en el detector **CMS** (*Compact Muon Solenoid*). Una de sus características más importantes es su capacidad de producir un campo magnético uniforme de 3.8 T, creado por un solenoide superconductor de 25 m de largo y 6 m de diámetro.

CMS se compone de una serie de subsistemas encargados de la detección de los distintos tipos de partículas. Por construcción, tiene simetría radial y los subdetectores se disponen en capas en torno a su centro. En orden de interior a exterior se encuentran los siguientes:

- **Detector de trazas.** Es la capa más interna y por ello es la encargada de reconstruir la trayectoria de las partículas con carga emergentes de las colisiones. Puesto que muchas tendrán altas energías, está formada por píxeles de Silicio que dan señal cuando son atravesados por una partícula.
- **Calorímetro electromagnético.** También conocido como ECAL (*Electromagnetic Calorimeter*), es la siguiente capa por la que pasan las partículas. Está formado por cristales de Tungsteno altamente transparentes que centellean con el paso de partículas ligeras, tales como fotones o electrones, que emiten radiación electromagnética. Estos cristales tienen unos fotodetectores que convierten la señal en voltajes eléctricos.
- **Calorímetro Hadrónico.** En inglés, *Hadron Calorimeter* (HCAL), es una capa formada por metales pesados. Como los hadrones <sup>7</sup> interactúan mediante la fuerza fuerte con los núcleos atómicos, estos reaccionan con las distintas capas del HCAL dando lugar a una cascada de hadrones. La energía liberada en cada proceso es detectada y usada para reconstruir la energía original de la partícula.
- **Solenoide Superconductor.** Se encarga de curvar la trayectoria de las partículas cargadas siguiendo la ley de Lorentz. Con esto se puede saber el signo de la carga de la partícula, en función de la curvatura que toma en su recorrido. Para ello se genera un campo magnético de 3.8 T.
- **Detector de muones.** Como los muones pueden atravesar distancias largas sin interactuar, no dejarán señal en ninguno de los detectores anteriores. Esta parte está compuesta por tres tipos de detectores gaseosos: 250 tubos de deriva, 540 bandas de cátodos y 610 placas resistivas que determinan la trayectoria y energía del muón.

---

<sup>7</sup>Partículas formadas por quarks y gluones.

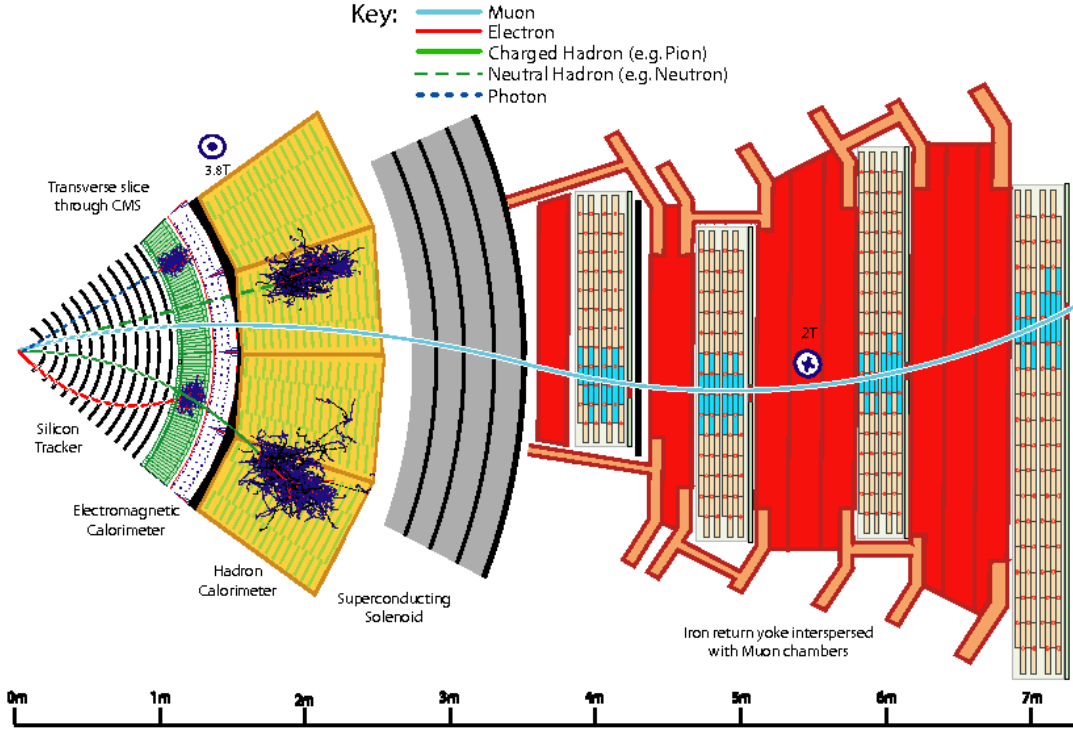


Figura 1.3: Esquema longitudinal de los distintos detectores de CMS.

## 1.4. Búsqueda de $t\bar{t}$ +DM en CMS

Como se ha mencionado, este trabajo se ha realizado en el contexto de una búsqueda de materia oscura en asociación con pares de quarks top, llevada a cabo por la colaboración CMS utilizando datos recogidos durante el 2016 a una energía de centro de masas de 13 TeV [12]. Este análisis selecciona sucesos con dos leptones (electrones o muones) de carga opuesta y al menos un jet <sup>8</sup> proveniente de un quark de tipo *bottom*. El fondo principal afectando esta búsqueda es la producción de pares de quark top en el modelo estándar. Para conseguir una buena discriminación entre fondo y señal esta búsqueda utilizó la reconstrucción analítica de los sucesos de  $t\bar{t}$  para estimar el momento de los neutrinos y distinguir así los sucesos de pares de quarks top, de los de señal, ya que en este último caso existe una contribución adicional de energía faltante debida a las partículas de materia oscura. Este análisis desarrolló una nueva variable discriminante llamada **dark  $p_T$**  cuya descripción será estudiada en los siguientes capítulos y que presentaba ciertos problemas, cuya resolución son el objeto de este trabajo. El análisis presentado por CMS fue capaz de excluir modelos de DM con un mediador escalar y una masa de hasta 100 GeV.

<sup>8</sup>Los jets son un conjunto de hadrones y otras partículas que son el resultado de la hadronización de un quark o gluón.



## Capítulo 2

### Cinemática del proceso $t\bar{t}$

Para llevar acabo el estudio de DM en procesos con dos quarks top, es conveniente entender la desintegración top-antitop a dos leptones y dos neutrinos. Conociendo las diferencias que se producen cuando hay un mediador de materia oscura, podría llegar a encontrarse un método de discriminar ambos sucesos.

Como los neutrinos no tienen carga y apenas interaccionan con la materia, son muy difíciles de detectar. La forma de distinguir estas partículas consiste en medir la energía que falta en la desintegración y viendo la compatibilidad que tiene con la emisión de un neutrino, lo cual puede llegar a ser bastante complejo. Dadas las características de CMS, esta energía se calcula en el plano transversal (tomando el eje  $z$  paralelo a la dirección de los haces de protones) y es conocida como **MET** (*Missing Energy Transverse*). En una colisión en la que se han detectado un determinado número de partículas con un determinado momento transversal  $p_T$  y puesto que, los protones solo tienen momento en el eje  $z$ , se debe cumplir que

$$\sum_{i=\text{detectadas}} \vec{p}_{T,i} + M\vec{E}T = 0 \quad (2.1)$$

De esta forma, si la distribución de MET coincide con la predicha por el modelo teórico para esa desintegración, se puede afirmar que se ha producido un neutrino.

#### 2.1. Simulación del proceso $t\bar{t}$

A lo largo de este trabajo se han utilizado colisiones simuladas con el generador aMC@NLO [13] con una precisión de *next to Leading Order*, es decir, llegando a segundo orden en los diagramas de Feynman. El estudio se ha realizado usando los cuadrimomentos de las partículas tal y como resultan en el generador.

Los procesos top-antitop muestran ciertas características que pueden usarse para diferenciarse de otro tipo de desintegraciones. Los productos finales que podrán medirse son los leptones y los quarks b (aunque suelen decaer en jets existen técnicas para reconstruir su momento, masa y energía) y por tanto, se pueden ver las distribuciones estadísticas que siguen las distintas variables cinemáticas para estas partículas.

El sistema de referencia usado en CMS, como ya se ha dicho, toma el eje  $z$  en la dirección en la que colisionan los haces de protones. Por ello, las variables que se suelen emplear son: el ángulo polar  $\phi$ , el momento de las partículas de la colisión y la pseudorapidez <sup>9</sup> que se define como

$$\eta = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2.2)$$

En este sistema pueden darse las coordenadas en vectores de Lorentz y así caracterizar la partícula detectada.

Por construcción, en CMS solo pueden detectarse leptones que tengan  $|\eta| < 2.4$  (ya que es donde acaba el detector de trazas) y también es necesario que tengan  $p_T > 20$  GeV. A continuación se muestran las distribuciones estadísticas de algunas de las variables del proceso que resultan de la simulación. Los eventos han sido seleccionados de modo que cumplan las características necesarias para su detección de CMS.

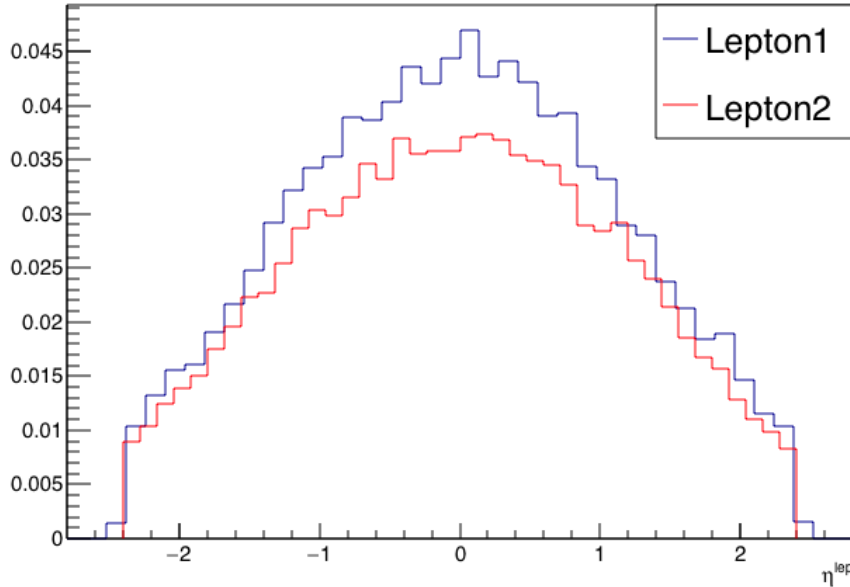


Figura 2.1: Distribución de la pseudorapidez para los dos leptones en el proceso  $t\bar{t}$  estándar.

<sup>9</sup>Esta variable suele utilizarse en física de altas energías en lugar de  $\theta$ , ya que es invariante Lorentz.

En la Figura 2.1 se muestra la distribución de  $\eta$  para los dos leptones del proceso  $t\bar{t}$  estándar. Se puede ver como la gráfica está truncada en  $\eta = 2.4$ .

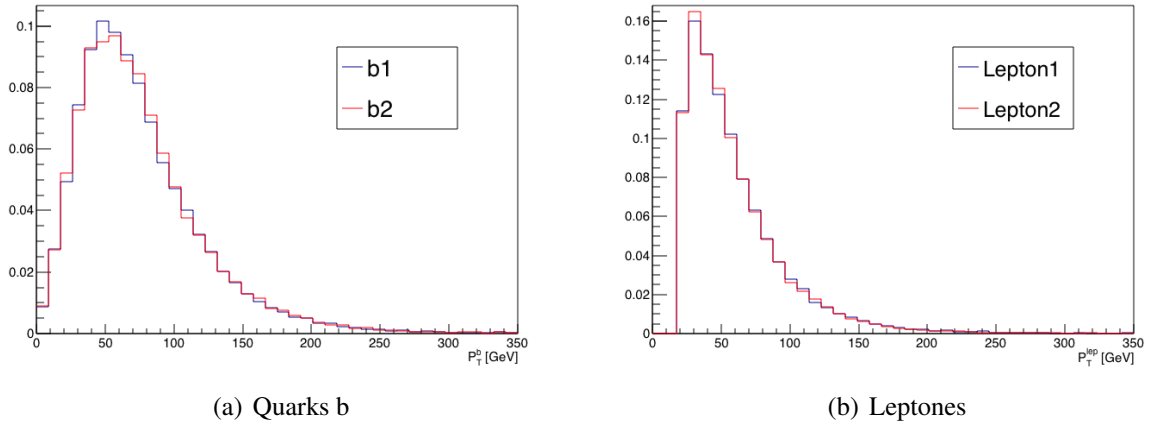


Figura 2.2: Distribución del  $p_T$  de los quarks y leptones en el proceso  $t\bar{t}$  estándar.

La Figura 2.2 muestra el momento de los quarks  $b$  y de los leptones. Las distribuciones son prácticamente idénticas para cada par de partículas. Se puede ver que el  $p_T$  de los leptones toma valores  $p_T > 20$  GeV de acuerdo con las condiciones de CMS. En la siguiente Figura se muestran las diferencias angulares entre el ángulo polar del leptón con el quark  $b$  y la pseudorapidez entre ambos.

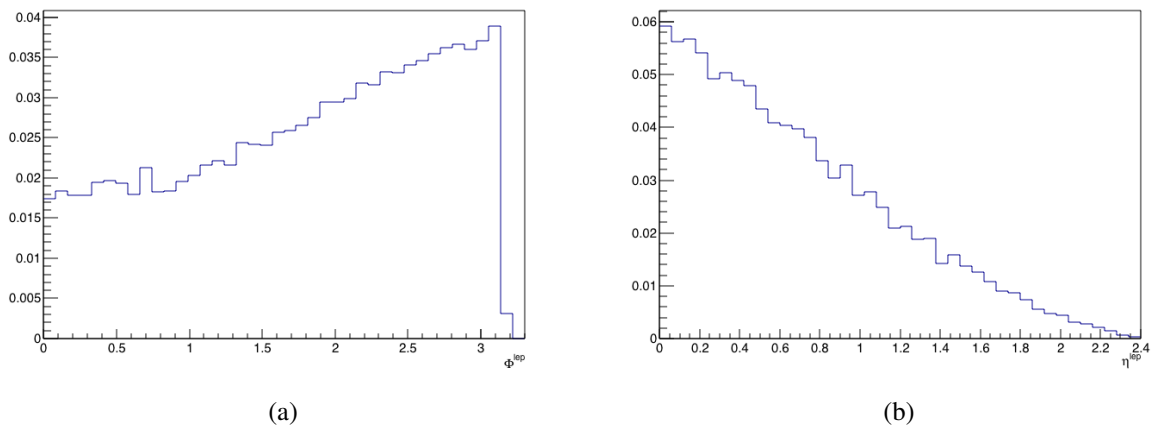


Figura 2.3: Diferencia entre el ángulo polar (a) y la pseudorapidez (b) entre los dos leptones en un proceso  $t\bar{t}$  estándar.

Se puede ver como en la Figura 2.3 que los leptones tienden a ser producidos en el sentido opuesto a los quarks  $b$ , mientras que en  $\eta$  salen relativamente colineales.

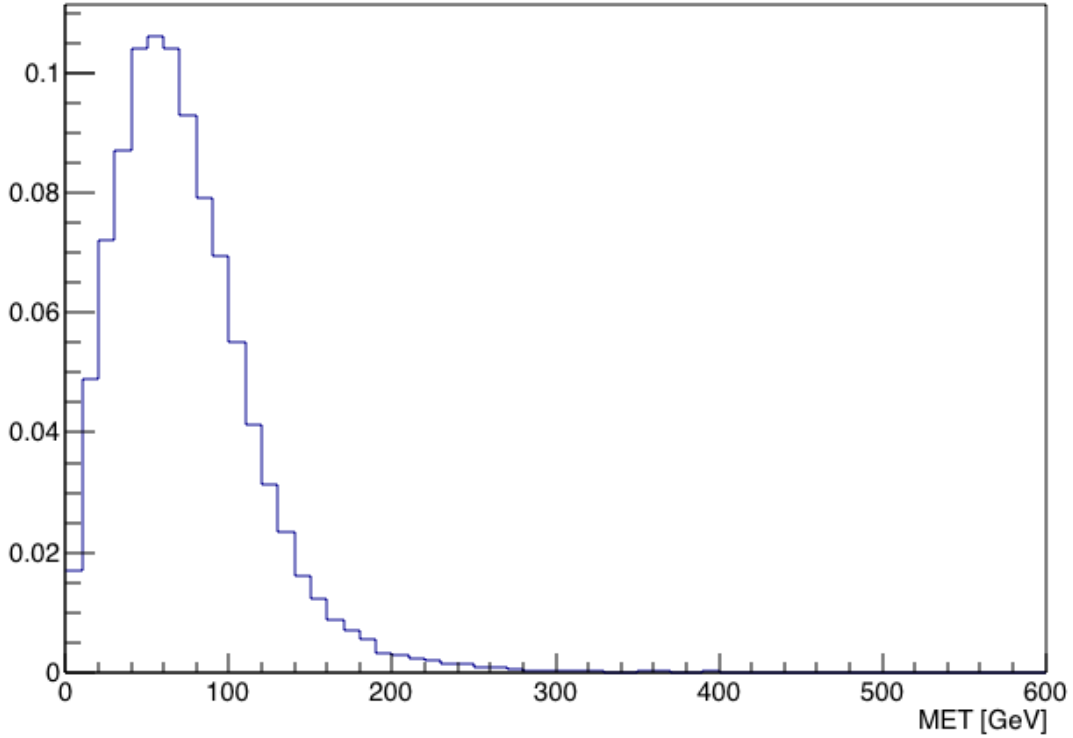


Figura 2.4: Distribución de la MET del proceso  $t\bar{t}$  estándar.

Finalmente, en la Figura 2.4 se muestra la distribución de MET del proceso, que se corresponde con la suma de los momentos de los neutrinos.

## 2.2. Reconstrucción de procesos $t\bar{t}$

En los siguientes apartados se explican dos métodos que comparan la energía que falta en el plano transversal, con el momento de los neutrinos en el proceso  $t\bar{t}$  estándar. El estudio de esta variable será interesante para distinguir los casos en los que los resultados no son compatibles, ya que esto puede ser debido a un mediador de materia oscura que no deja señal en el detector. Para ello, es importante hacer la reconstrucción cinemática del proceso ya que no sería efectiva en el caso de que haya DM en el resultado final y por tanto puede usarse como discriminante entre las dos desintegraciones.

### 2.2.1. Solución analítica. Método de Sonneschein del polinomio de cuarto grado.

A pesar de que el momento de los neutrinos no puede ser medido, si es posible calcularlo a partir de las ligaduras de las masas del quark  $t$  y el bosón  $W$  en el sistema. La cinemática de la desintegración  $t\bar{t}$  estándar se puede expresar en un conjunto de 6 ecuaciones: 2 lineales y 4 no lineales [14]. En este proceso, la MET ( $\cancel{E}$ ) será exactamente la suma del momento de los dos neutrinos.

Aplicando las condiciones de la invarianza Lorentz de la norma de los cuadrimomentos de las partículas y la conservación de energía-momento, se llega al siguiente grupo de ecuaciones.

$$\begin{aligned}
\cancel{E}_x &= p_{\nu_x} + p_{\bar{\nu}_x} \\
\cancel{E}_y &= p_{\nu_y} + p_{\bar{\nu}_y} \\
E_\nu^2 &= m_{\nu_x}^2 + p_{\nu_x}^2 + p_{\nu_y}^2 + p_{\nu_z}^2 \\
E_{\bar{\nu}}^2 &= m_{\bar{\nu}_x}^2 + p_{\bar{\nu}_x}^2 + p_{\bar{\nu}_y}^2 + p_{\bar{\nu}_z}^2 \\
m_{W^+}^2 &= (E_{l^+} + E_\nu)^2 - (p_{l^+} + p_{\nu_x})^2 - (p_{l^+} + p_{\nu_y})^2 - (p_{l^+} + p_{\nu_z})^2 \\
m_{W^-}^2 &= (E_{l^-} + E_{\bar{\nu}})^2 - (p_{l^-} + p_{\bar{\nu}_x})^2 - (p_{l^-} + p_{\bar{\nu}_y})^2 - (p_{l^-} + p_{\bar{\nu}_z})^2 \\
m_t^2 &= (E_b + E_{l^+} + E_\nu)^2 - (p_{b_x} + p_{l^+} + p_{\nu_x})^2 \\
&\quad - (p_{b_y} + p_{l^+} + p_{\nu_y})^2 - (p_{b_z} + p_{l^+} + p_{\nu_z})^2 \\
m_{\bar{t}}^2 &= (E_{\bar{b}} + E_{l^-} + E_{\bar{\nu}})^2 - (p_{\bar{b}_x} + p_{l^-} + p_{\bar{\nu}_x})^2 \\
&\quad - (p_{\bar{b}_y} + p_{l^-} + p_{\bar{\nu}_y})^2 - (p_{\bar{b}_z} + p_{l^-} + p_{\bar{\nu}_z})^2
\end{aligned} \tag{2.3}$$

Manipulando (2.3), se puede aislar la componente  $p_{\nu_x}$ , llegando a un polinomio de grado 4 como solución de esta variable [14].

$$h_0 p_{\nu_x}^4 + h_1 p_{\nu_x}^3 + h_2 p_{\nu_x}^2 + h_3 p_{\nu_x} + h_4 = 0 \tag{2.4}$$

Los coeficientes se obtienen de despejar términos en la ecuación (2.3) y por tanto dependerán del momento y las energías de las partículas de la desintegración. Este resultado permite al menos cuatro soluciones para el momento del neutrino, tantas como raíces del polinomio. Dado que  $\cancel{E}_x$  es conocido,  $p_{\bar{\nu}_x}$  se puede sacar fácilmente despejando la primera ecuación en (2.3). La componente  $p_{\nu_y}$  se calcula a partir de otro grupo de coeficientes obtenidos de resolver el sistema de ecuaciones. El mismo procedimiento que antes se puede hacer para calcular el momento en la componente  $y$  del antineutrino.

De esta forma queda determinado el momento de los neutrinos, que dependerá de las soluciones proporcionadas por la ecuación (2.4).

### 2.2.2. Solución analítica del proceso $t \rightarrow b l \nu_l$ . Método de Betchart de las elipses de momento.

En esta sección se explicarán los aspectos fundamentales del método de cálculo planteado por Burton A. Betchart para desintegraciones  $t \rightarrow b l \nu_l$ , cuyo desarrollo completo se puede ver en [15]. El cálculo utiliza una notación basada en el muón cálculos aparecerán condiciones sobre un muón, sin embargo como se puede ver en la Tabla 1.2, se puede generalizar para cualquier leptón puesto que su tasa de producción es muy similar. Los valores  $x, y, z$  se refieren al momento en esa dirección y se expresa así por comodidad en la notación.

Este método se emplea para resolver analíticamente el momento de los neutrinos en la desintegración de un solo top. Para ello se hará uso de dos sistemas de referencia, cuyo eje  $z$  será el mismo en ambos casos.

- Sistema  $F\{x, y, z\}$ . Tiene su eje  $x$  en la dirección del momento del muón  $p_\mu$ .
- Sistema  $F'\{x', y', z'\}$ . Su eje  $x'$  está en la dirección del momento del quark  $b$  ( $p_b$ ) y está rotado un ángulo  $\theta_{b\mu}$  con respecto a  $x$ . El momento del  $W$  ( $p_W$ ) forma un ángulo con  $x'$  llamado  $\theta_{bW}$ .

Las coordenadas del momento  $p_W$  en  $F'$  están dadas por

$$x'_W = p_W C' \quad y'^2_W + z'^2_W = p_W^2 S'^2 \quad (2.5)$$

Donde  $C' \equiv \cos\theta_{bW}$  y  $S' \equiv \sin\theta_{bW}$ .

Aplicando las condiciones de conservación de la energía y el momento relativistas se tiene que el momento del  $W$  cumple la siguiente ecuación en el sistema  $F'$

$$m_t^2 = m_b^2 + m_W^2 + 2E_b E_W - 2p_b p_W C' \quad (2.6)$$

Reorganizando los términos y usando la ecuación (2.5), se llega a que el momento del  $W$  está restringido a un elipsoide de revolución a lo largo del eje  $x'$ .

$$(x'/\gamma_b)^2 + y'^2 + z'^2 + 2\beta_b x'_0 x' + (m_W^2 - x_0'^2) = 0 \quad (2.7)$$

Donde  $\gamma$  es el factor de Lorentz,  $\beta$  es la velocidad relativista y  $x'_0$  es una constante que depende de las masas del top,  $W$  y del  $b$ , así como de  $E_b$ .

Como el  $W$  se desintegra en un  $\mu$  y en un  $\nu$ , se puede seguir el mismo planteamiento anterior y se llega a que el momento de  $p_\nu$  está restringido a un elipsoide de revolución a lo largo del eje  $x$ .

$$(x/\gamma_\mu)^2 + y^2 + z^2 + 2\beta_\mu x_0 x + (m_\nu^2 - x_0^2) = 0 \quad (2.8)$$

Donde  $x_0$  es una nueva constante que dependerá de las masas del  $W$ ,  $\mu$ ,  $\nu$  y de  $E_\mu$ . Dado que  $\vec{p}_W = \vec{p}_\nu + \vec{p}_\mu$ , sumándole  $p_\mu$  a la ecuación (2.8), se puede obtener un nuevo elipsoide de soluciones para el momento del  $W$ .

$$(x/\gamma_\mu)^2 y^2 + z^2 + 2\beta_\mu S_x x + (m_W^2 - x_0^2 - \epsilon^2) = 0 \quad (2.9)$$

Donde  $S_x$  y  $\epsilon$ , son constantes que aparecen en el desarrollo del cálculo. Por tanto, las soluciones de  $p_W$  vendrán dadas por la intersección de las dos superficies (2.7) y (2.9) que conformarán una elipse.

Utilizando la representación de matriz aumentada, se puede poner la ecuación (2.9) en notación matricial y haciendo una rotación con el ángulo  $\theta_{bW}$  pasar del sistema de referencia  $F'$  al  $F$ . Esta representación es útil ya que con ella se puede usar teoría de cuádricas para parametrizar los elipsoides del neutrino en el sistema de referencia  $F$ , que vendrán dados por una ecuación del tipo

$$\vec{p}_\nu = \tilde{H}\vec{t} \quad (2.10)$$

Donde  $\tilde{H}$  es una matriz  $3 \times 3$  con las condiciones sobre el momento del neutrino y  $\vec{t} = (\cos t, \sin t, 1)$ , para una cierta parametrización  $t$ .

Para pasar de  $F'$  al sistema de referencia del laboratorio se deben rotar los ejes según

$$R = R_z(\phi_\mu) R_{y'}(\theta_\mu - \frac{\pi}{2}) R_{x'}(\alpha) \quad (2.11)$$

Aplicando (2.11) a (2.10), el momento del neutrino en el sistema de referencia del laboratorio es

$$(\vec{p}_\nu)_{lab} = H\vec{t}_{lab} \quad (2.12)$$

Puesto que lo interesante para el estudio de estos procesos es conocer la MET, se puede usar una representación aumentada del momento transverso del neutrino  $\nu_\perp = (\nu_x \ \nu_y \ 1)$ . Por tanto

$$\nu_\perp = H_\perp \vec{t} \quad (2.13)$$

Donde  $H_\perp$  es una matriz que dará las condiciones para el momento transverso del neutrino. Ahora las soluciones estarán restringidas a una elipse en el plano  $(\nu_x \ \nu_y)$  del laboratorio. Despejando  $\vec{t}$  de (2.13) y sustituyendo en (2.12) se puede relacionar el momento total con  $\nu_\perp$ .

$$\vec{p}_\nu = H H_\perp^{-1} \nu_\perp \quad (2.14)$$

La parametrización de la elipse se obtiene a partir de la matriz

$$N_{\perp} = H_{\perp}^{-T} U H_{\perp}^{-1} \quad (2.15)$$

Tomando una matriz  $U_{3 \times 3}$  con diagonal  $(1 \ 1 \ -1)$ . La ecuación de la elipse, por tanto, puede escribirse como

$$\nu_{\perp}^T N_{\perp} \nu_{\perp} = 0 \quad (2.16)$$

### 2.2.3. Generalización del método de las elipses para el caso de dos neutrinos finales

El método explicado en la sección anterior se puede usar con el modelo  $t\bar{t}$  estándar [15]. Suponiendo que se ha hecho una medida de la MET de la colisión, se sabe que

$$\vec{MET} = \vec{p}_{T\nu} + \vec{p}_{T\bar{\nu}} \quad (2.17)$$

En el caso  $t\bar{t}$  estándar, se obtienen dos neutrinos como productos de la desintegración. Las ecuaciones de las dos elipses de soluciones vendrán dadas por

$$\nu_{\perp}^T N_{\perp} \nu_{\perp} = 0 \quad \bar{\nu}_{\perp}^T \bar{N}_{\perp} \bar{\nu}_{\perp} = 0 \quad (2.18)$$

Cada una de ellas se podrá calcular a partir de la medida de los momentos, las masas y las energías de los productos de la desintegración.

Usando la MET ( $\mathcal{x} \ \mathcal{y}$ ), es posible relacionar los dos momentos según la ecuación (2.17), que se puede escribir en forma matricial como

$$\bar{\nu}_{\perp} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & \mathcal{x} \\ 0 & -1 & \mathcal{y} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \nu_{\perp} = \Gamma \nu_{\perp} \quad (2.19)$$

Sustituyendo (2.19) en la segunda ecuación (2.18) se puede reescribir la elipse del antineutrino en función de la del neutrino de la siguiente forma.

$$\nu_{\perp}^T \bar{N}'_{\perp} \nu_{\perp} = 0 \quad \text{donde} \quad \bar{N}'_{\perp} = \Gamma^T \bar{N}_{\perp} \Gamma \quad (2.20)$$

Como las soluciones para  $\nu_{\perp}$  se encuentran en las elipses dadas por  $N_{\perp}$  y  $\bar{N}'_{\perp}$ , **sus intersecciones serán los posibles momentos del neutrino**. De modo que podrán haber dos o cuatro



puntos de corte, excluyendo los casos de tangencia <sup>10</sup>. Si las elipses no se cortan, entonces se puede volver a usar el método de mínimo  $\chi^2$ , para comprobar la compatibilidad de la solución con el proceso  $t\bar{t}$  estándar. Si no son compatibles, entonces puede que la MET esté cambiando debido a un error en la medida o a la emisión de una partícula no detectada.

#### 2.2.4. Dependencia de la reconstrucción con la MET

Como un primer intento para mejorar la discriminación usando la reconstrucción cinemática de los quarks top, se ha estudiado la relación que existe entre el desbalance en la energía y los parámetros relacionados con la desintegración y su detección. Para ello se hizo uso del polinomio de Sonneschein. Lo que se pretende conseguir es conocer la dependencia que existe entre la MET y el espacio de soluciones del sistema  $t\bar{t}$  estándar, es decir, el conjunto de valores en el plano  $(MET_x, MET_y)$  en el que existe solución a la ecuación (2.4). Si este espacio es grande, será más difícil distinguir un posible mediador de DM ya que, a pesar de la contribución del momento de la partícula, el polinomio seguirá teniendo raíces. Por ello, es interesante saber cuando este espacio es pequeño, por que de este modo, los efectos de DM serán más evidentes.

El método llevado a cabo consiste en incrementar uniformemente la MET en los dos ejes hasta que deja de haber solución al polinomio de Sonneschein y así se estudia la relación que existe con las distintas variables cinemáticas del proceso. Para ello se usó un método iterativo que consiste en hacer

$$M\vec{E}T_{i+1} = M\vec{E}T_i \pm \delta M\vec{E}T \quad i = 0, 1, \dots \quad (2.21)$$

Donde  $i$  es el número de la iteración y  $\delta M\vec{E}T$  el incremento en la MET, el cual se hace en ambos sentidos de los ejes. Este proceso se repite hasta que la ecuación (2.4) deja de tener solución y por tanto, puede usarse para estimar el espacio de soluciones del sistema ( $\Delta M\vec{E}T$ ).

$$\Delta M\vec{E}T = \sum_{i=0}^n \delta M\vec{E}T_i^+ + \sum_{j=0}^m \delta M\vec{E}T_j^- \quad (2.22)$$

Donde  $\delta M\vec{E}T^\pm$  son los incrementos en ambas direcciones y se suman hasta el número de iteraciones totales  $n$  y  $m$  hechas en los dos ejes y en ambos sentidos.

Usando la simulación top-antitop generada en la sección 2.1, se pudo estudiar la correlación existente entre el tamaño de las soluciones y las distintas variables cinemáticas de la desintegración. Para ello, se empleó el método anterior con  $\delta MET = 5$  GeV. El resultado más relevante de este estudio se muestra a continuación.

<sup>10</sup>Esto no es más que otra forma de entender el polinomio de Sonneschein ya que, sus raíces serán los puntos de corte entre las dos elipses dadas por  $N_\perp$  y  $\bar{N}'_\perp$ . Está comprobado en [15] que las soluciones son equivalentes.

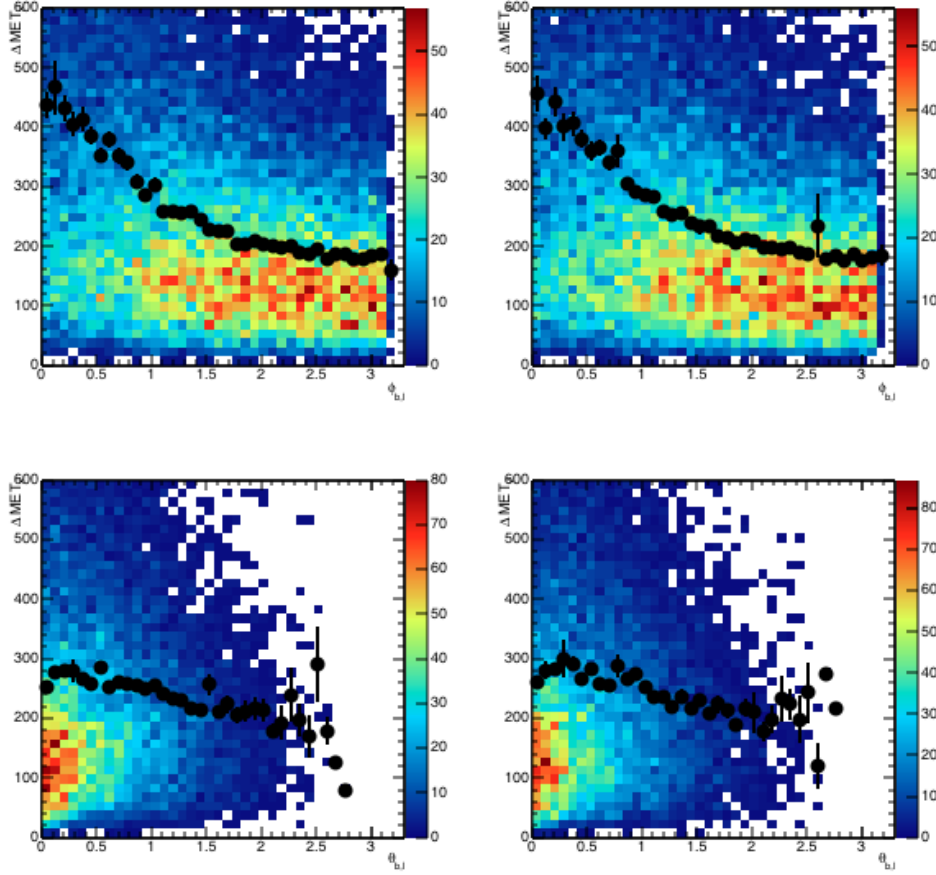


Figura 2.5: Relaciones entre el espacio de soluciones  $\Delta MET$  en  $x$  (izquierda) e  $y$  (derecha) con los ángulos  $\phi_{b,l}$  (arriba) y  $\theta_{b,l}$  (abajo) que forman el leptón con el quark  $b$ .

En la Figura 2.5 puede verse como hay una correlación bastante definida entre el ángulo  $\phi_{b,l}$  que forman el leptón con el quark  $b$  con  $\Delta MET$ . Cuando ambas partículas salen próximas entre sí, el espacio de soluciones es mayor. Este comienza a decrecer cuanto mayor es la separación entre ellas, hasta que estas salen en sentidos opuestos, es decir  $\phi_{b,l} = \pi$ .

Por otro lado, el ángulo  $\theta_{b,l}$  que forman no tiene una correlación tan fuerte con el espacio de soluciones. Sin embargo, el número de eventos es mayor cuanto más próximas están las partículas, encontrándose gran parte de ellos en  $\theta_{b,l} \simeq 0$ . El caso en el que el  $b$  y el leptón salen perpendiculares ( $\theta_{b,l} = \pi$ ) parece muy improbable.

La correlación que existe entre  $\phi_{b,l}$  y el espacio de soluciones de algún modo puede verse en el desarrollo del método de Betchart de las elipses. El sistema  $F$  está rotado un ángulo  $\phi_{b,l}$  del sistema  $F'$  y con esta relación se consigue parametrizar las elipses de los neutrinos, que están directamente ligadas con el espacio de soluciones de la MET, como se verá más adelante.

# Capítulo 3

## Métodos para el cálculo de dark $p_T$

### 3.1. Método actual de CMS

Actualmente en CMS, la estimación del momento del mediador de materia oscura está basado en el uso del método de Sonneschein. Los eventos en los que el polinomio no tiene solución, se consideran como candidatos de  $t\bar{t}$ +DM. Esta situación se da cuando, las soluciones están por encima o por debajo del eje y por tanto el polinomio no tendrá raíces. Se define entonces la función coste, encargada de calcular la distancia que hay entre el polinomio y el eje y por la cual habría solución  $t\bar{t}$  estándar. Para calcular la mínima distancia, se computa la derivada de la función coste. Esto se hace en intervalos de  $\delta$  en los que se rastrea el espacio de soluciones en busca de una solución al sistema.

$$\nabla cost = \left( \frac{cost(MET_x + \delta) - cost(MET_x)}{2\delta}, \frac{cost(MET_y + \delta) - cost(MET_y)}{2\delta} \right) \quad (3.1)$$

La nueva MET se calcula a partir de un algoritmo de gradiente descendente.

$$M\vec{ET}_{i+1} = M\vec{ET}_i - \epsilon \nabla cost|_{M\vec{ET}_i} \quad i = 0, 1, \dots \quad (3.2)$$

Donde  $\epsilon$  es un parámetro ajustable. El algoritmo se detiene cuando se entra en el espacio de soluciones y por tanto la MET coincide con la de un proceso  $t\bar{t}$  estándar. Entonces se define una nueva variable llamada **dark  $p_T$**  que se define como

$$dark\vec{p}_T = M\vec{ET}_{original} - M\vec{ET}_{final} \quad (3.3)$$

Esta variable sirve como una estimación del momento de la partícula de DM, ya que la diferencia entre la MET del proceso estándar y del  $t\bar{t}$ +DM es el momento del mediador.

Este método ha sido utilizado en los datos recogidos por CMS en 2016 y no ha sido capaz de observar la producción de materia oscura. Aunque ha conseguido discriminar los procesos  $t\bar{t}$  estándar y dar una aproximación al momento de las partículas de DM, aún debe mejorarse su precisión. Sus inconsistencias se pueden resumir en los siguientes puntos.

- Es un método numérico que en muchos de los casos conlleva un gran número de iteraciones e incluso esto, no garantiza solución al problema.
- No da una explicación al espacio de soluciones, ya que con el gradiente descendiente se muestrea el plano  $(MET_x, MET_y)$  sin direcciones definidas y el método se detiene en cuanto hay una solución a la ecuación (2.4).
- Si el polinomio tiene solución desde el principio, el evento se descarta y por tanto no puede asignarse un dark  $p_T$ . De este modo, se pierde información de eventos en los que el espacio de soluciones es grande y aún con el momento del mediador, el polinomio sigue teniendo raíces.

En las siguientes secciones se mostrará un nuevo método analítico con el que discriminar entre ambos procesos y obtener el momento del mediador. También se conseguirá dar un nuevo enfoque al problema, aplicando un criterio para la obtención de dark  $p_T$  y entendiendo el origen de las soluciones del problema.

## 3.2. Elipses de momento con mediador de materia oscura

Siguiendo el mismo procedimiento que en la sección 2.2.3 se puede llegar a una ecuación que demuestra como afecta el momento de una posible partícula de materia oscura a las elipses de los neutrinos. Para ello, se puede reescribir la ecuación (2.19) añadiendo el momento transversal de  $\phi$ .

$$\begin{pmatrix} \bar{\nu}_x \\ \bar{\nu}_y \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & \mathcal{X} \\ 0 & -1 & \mathcal{Y} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_x + \phi_x \\ \nu_y + \phi_y \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

Cambiando la notación, la ecuación (3.4) se puede poner como

$$\bar{\nu}_\perp = \Gamma(\nu_\perp + \phi_\perp) \quad (3.5)$$

Donde  $\phi_\perp = (\phi_x \ \phi_y \ 0)^T$ . Despejando  $\bar{\nu}_\perp$  y sustituyendo en la primera ecuación (2.18), se obtiene una nueva superficie con los momentos de  $\phi$  y  $\nu$ .

$$\nu_\perp^T \Gamma^T \bar{N}_\perp \Gamma \nu_\perp + \nu_\perp^T \Gamma^T \bar{N}_\perp \Gamma \phi_\perp + \phi_\perp^T \Gamma^T \bar{N}_\perp \Gamma \nu_\perp + \phi_\perp^T \Gamma^T \bar{N}_\perp \Gamma \phi_\perp = 0 \quad (3.6)$$

O lo que es lo mismo

$$\nu_{\perp}^T \overline{N}'_{\perp} \nu_{\perp} + \nu_{\perp}^T \overline{N}'_{\perp} \phi_{\perp} + \phi_{\perp}^T \overline{N}'_{\perp} \nu_{\perp} + \phi_{\perp}^T \overline{N}'_{\perp} \phi_{\perp} = 0 \quad (3.7)$$

El primer término se corresponde con la solución original al problema dada por la ecuación (2.20), sin embargo ya no es igual a cero, si no que ahora habrá valores cruzados de  $\nu_{\perp}$  y  $\phi_{\perp}$  que modifican el espacio de soluciones.

### 3.3. Desplazamientos en las elipses de momento y relación con el dark $p_T$

Con la intención de obtener una estimación del momento del mediador de DM, se pueden estudiar las características de las elipses de soluciones. Si el problema no tiene solución  $\bar{t}\bar{t}$  estándar, entonces no hay intersecciones entre las elipses. Por tanto, debe existir una relación entre el momento de  $\phi$  y la separación de estas. En esta sección se demostrará como, la distancia entre los centros de las elipses está relacionada con el momento de la materia oscura emitida.

La ecuación de una elipse rotada y desplazada del origen se puede poner como

$$Ax^2 + 2Bxy + Cy^2 + 2Dx + 2Fy + G = 0 \quad \text{para} \quad B^2 < AC \quad (3.8)$$

Y su centro vendrá dado por

$$x_0 = \frac{CD - BF}{B^2 - AC} \quad y_0 = \frac{AF - BD}{B^2 - AC} \quad (3.9)$$

En la ecuación (3.7), los coeficientes que acompañan a  $\nu_x^2, \nu_y^2$  y  $\nu_x \nu_y$ , al aparecer solo en el primer término, permanecerán invariantes ante la emisión de materia oscura y por tanto la superficie de soluciones seguirá siendo una elipse ya que  $B^2 < AC$ . Sin embargo, al haber términos lineales cruzados entre el momento del neutrino y de  $\phi$ , los coeficientes  $D, F$  y  $G$  si se verán alterados. Al cambiar  $D$  y  $F$ , según la ecuación (3.9), habrá también un desplazamiento del centro.

Otra serie de características dependen de los valores de la ecuación (3.8), en la siguiente tabla se muestra lo que pasa con algunos de los parámetros de la elipse al modificar los coeficientes.

Parámetro	Coeficientes	Variación
Elipse	$B^2 < AC$	Invariante
Centro	$A, B, C, D, F$	Varia
Semiejes	$A, B, C, D, F, G$	Varia
Ángulo de inclinación	$A, B, C$	Invariante

Tabla 3.1: Resumen de la dependencia de los parámetros de la elipse con los coeficientes de la ecuación (3.8) y como se ven afectados por el mediador de DM.

### 3.3.1. Factor de solapamiento

En principio, lo que cabría esperar es que para el proceso  $t\bar{t}$  estándar, las elipses estuvieran próximas entre sí y corten, para así poder resolver el sistema. Sin embargo, al añadir el mediador de materia oscura, los centros de las elipses se desplazan y deja de haber solución.

Para discriminar entre el caso estándar y el de DM, se creó una variable que relaciona la separación y el corte de la línea que une los centros con ambas elipses. Con esto, puede obtenerse una estimación de la relación existente entre la distancia y el espacio de soluciones.

Una recta viene dada por la ecuación  $y = mx + b$  donde  $m$  es la pendiente y  $b$  el corte en el eje  $y$ . Sustituyendo en la ecuación de la elipse (3.8), se puede calcular el corte de la recta que pasa por su centro.

$$\overbrace{(A + 2Bm + Cm^2)}^u \cdot x^2 + \overbrace{(2Bb + 2mbC + 2D + 2Fm)}^v \cdot x + \overbrace{(G + Cb^2 + 2Fb)}^w = 0 \quad (3.10)$$

Al ser una ecuación de segundo grado, habrá uno o dos puntos de corte  $(x_{c1}, x_{c2})$ <sup>11</sup>. Obtener los correspondientes  $(y_{c1}, y_{c2})$  es inmediato usando la ecuación de la recta y con esto se pueden definir la distancia entre el centro y el corte como

$$l = \frac{1}{2} \sqrt{(x_{c1} - x_{c2})^2 + (y_{c1} - y_{c2})^2} \quad (3.11)$$

Se define como **factor de solapamiento** ( $R$ ) a la relación entre el valor de la ecuación (3.11) para la recta que pasa por el centro de las dos elipses<sup>12</sup> y su separación  $d$ .

$$R = \frac{l_1 + l_2}{d} \quad (3.12)$$

<sup>11</sup>Obtenidos a partir de  $x_c = \frac{-v \pm \sqrt{v^2 - 4uw}}{2u}$ , usando los valores de la ecuación (3.10).

<sup>12</sup>Sabiendo la posición de los centros se puede obtener el valor de la pendiente  $m$  y de  $b$ . Con ello es fácil sacar el ángulo ( $\theta$ ) entre las elipses ya que  $m = \tan(\theta)$ .

Este factor será de utilidad a la hora de poder discriminar los procesos en los que se está emitiendo DM. La distancia entre los centros debe estar en cierto modo ligada con el momento del mediador, mientras que  $l_1$  y  $l_2$  sirven para estimar el tamaño de las soluciones de los neutrinos. Por tanto, los valores pequeños de  $R$  pueden ser útiles para reconocer procesos  $t\bar{t} + \text{DM}$  ya que, cuanto menor sean las elipses, menor será la incertidumbre en el momento de  $\phi$ .

En el caso estándar, las elipses deberían estar próximas entre sí y corten dando solución al sistema. En esta situación, la distancia entre los centros sería pequeña y por tanto  $R$  debería ser del orden o mayor que 1. En el caso de DM, como se demuestra al comienzo de la sección 3.3, los centros de las elipses se desplazarán y dejará de haber solución al problema. En este caso las distancias entre elipses deberían ser grandes con respecto a  $l_1$  y  $l_2$ . Por ello,  $R$  debería ser menor que 1.

### 3.3.2. Dependencia con la MET, desplazamiento de los centros y dark $p_T$

En esta sección se va a explicar la relación entre la separación de los centros y el momento del mediador. Para ello se pasará de una elipse en la que no hay solución al proceso  $t\bar{t}$  estándar a otra en la que sí, calculando sus correspondientes ecuaciones.

Las soluciones al sistema  $t\bar{t}$  son la intersección de las elipses dadas por las matrices  $N_\perp$  y  $\overline{N}'_\perp$ . Desarrollando la ecuación (2.20) se obtiene

$$A\nu_x^2 + 2B\nu_x\nu_y + C\nu_y^2 + 2D'\nu_x + 2F'\nu_y + G' = 0 \quad (3.13)$$

donde

$$\begin{aligned} D' &= -A\mathcal{x} - B\mathcal{y} - D \\ F' &= -B\mathcal{x} - C\mathcal{y} - F \\ G' &= A\mathcal{x} + 2B\mathcal{x}\mathcal{y} + C\mathcal{y}^2 + 2D\mathcal{x} + 2F\mathcal{y} + G \end{aligned} \quad (3.14)$$

Los valores de  $A, B, C, D, F, G$  se corresponde con los elementos de la matriz  $\overline{N}_\perp$  y por tanto depende exclusivamente de las mediciones directas de la energía, el momento y la masa del leptón y el quark  $b$  producidos junto al antineutrino. De esta forma, permanecerán invariantes al manipular la MET, mientras que  $D', F'$  y  $G'$  si cambiarán.

Para llevar a cabo los cálculos se llamará a cada elipse por el símbolo de su matriz asociada para facilitar la escritura. En el desarrollo se utilizarán las siguientes.

- Elipse del **neutrino**  $N_\perp$ . Es la elipse dada por las condiciones sobre el neutrino.
- Elipse del **antineutrino**  $\overline{N}_\perp$ . Es la calculada con las condiciones sobre el antineutrino.
- Elipse del neutrino modificada por la MET **incluyendo el mediador de materia oscura**  $\overline{N}'_\perp$ . Se obtiene de la ecuación (2.20) en el caso de que la MET incluya el momento transverso de  $\phi$ .
- Elipse del neutrino modificada por la MET en el caso  $t\bar{t}$  **estándar**  $\overline{N}''_\perp$ . Es la elipse obtenida de la ecuación (2.20) aplicando el método de obtención de dark pt.

Sustituyendo la ecuación (3.14) en la (3.9), se encuentra la siguiente dependencia

$$x = x'_0 + \frac{CD - BF}{B^2 - AC} \quad y = y'_0 + \frac{AF - BD}{B^2 - AC} \quad (3.15)$$

Donde  $(x'_0, y'_0)$  es el centro de  $\overline{N}'_\perp$ . En el caso  $t\bar{t} + \text{DM}$ , la elipse  $\overline{N}'_\perp$  no cortará a  $N_\perp$  y por tanto no habrá solución al momento de los neutrinos. Sin embargo, si se desplaza  $\overline{N}'_\perp$  hasta un lugar en el que si haya intersección, se estará entonces en un caso  $t\bar{t}$  estándar. Esta razonamiento es el que se seguirá para resolver el método de obtención de dark  $p_T$ .

Se define entonces la variable llamada **dark  $p_T$**  como

$$\text{dark } \vec{p}_T = M\vec{ET}_{DM} - M\vec{ET}_{estandar} \quad (3.16)$$

A partir de la ecuación (3.15) y (3.16) se puede relacionar el desplazamiento del centro de la elipse con el dark  $p_T$

$$\text{dark } \vec{p}_T = \vec{r}'_0 - \vec{r}''_0 \quad (3.17)$$

Donde  $\vec{r}'_0$  es la posición del centro de  $\overline{N}'_\perp$  y  $\vec{r}''_0$  es el centro de  $\overline{N}''_\perp$ .

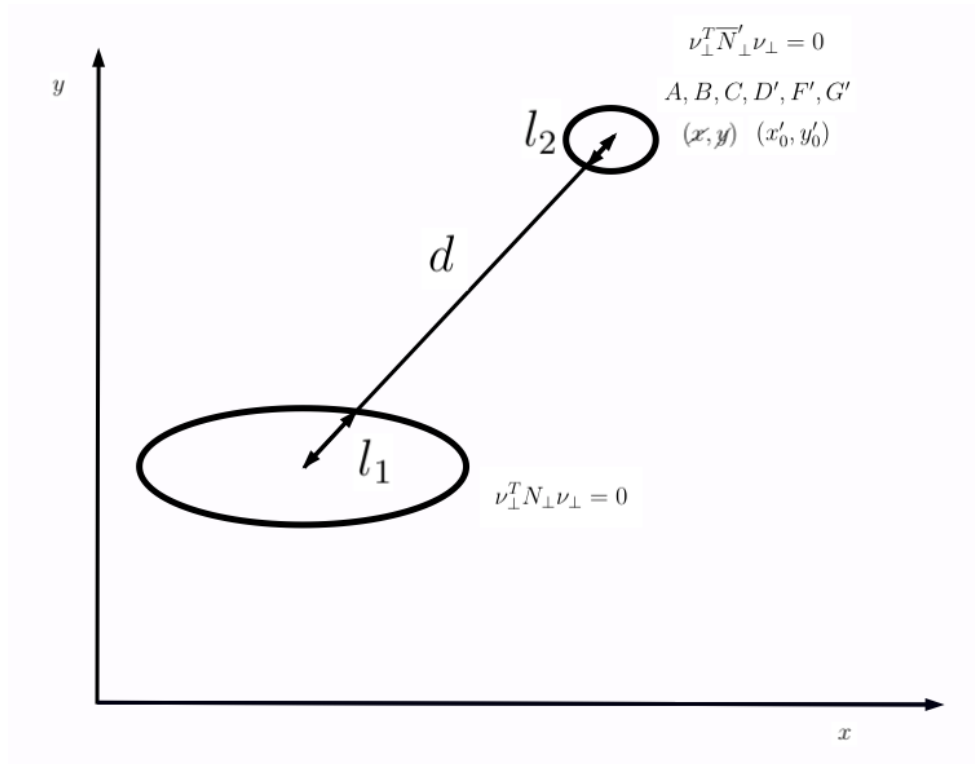
En principio, cualquier punto en el que las elipses corten puede usarse para calcular el dark  $p_T$  y por tanto no habrá una única dirección en la que resolver el problema <sup>13</sup>. Como criterio se ha tomado el primer punto de aproximación entre las elipses  $N_\perp$  y  $\overline{N}_\perp$  siguiendo la dirección que une los centros <sup>14</sup> y por tanto, el desplazamiento será

$$\Delta\vec{r}_0 = \vec{d} - \vec{l}_1 - \vec{l}_2 \quad (3.18)$$

<sup>13</sup>De hecho esto permite entender el procedimiento exacto seguido en la Sección 2.2.4. Como el desbalance de energía se ha aumentado por igual en ambos ejes, lo que se ha hecho es desplazar la elipse en la dirección de la MET. Por tanto, el espacio de soluciones calculado está ligado a la distancia en la cual las elipses cortan.

<sup>14</sup>Con este criterio se puede usar el factor de solapamiento como estimación del error cometido en el momento del mediador, ya que da la relación entre la distancia y el tamaño de la elipse en esta dirección.





(a) Situación inicial con DM

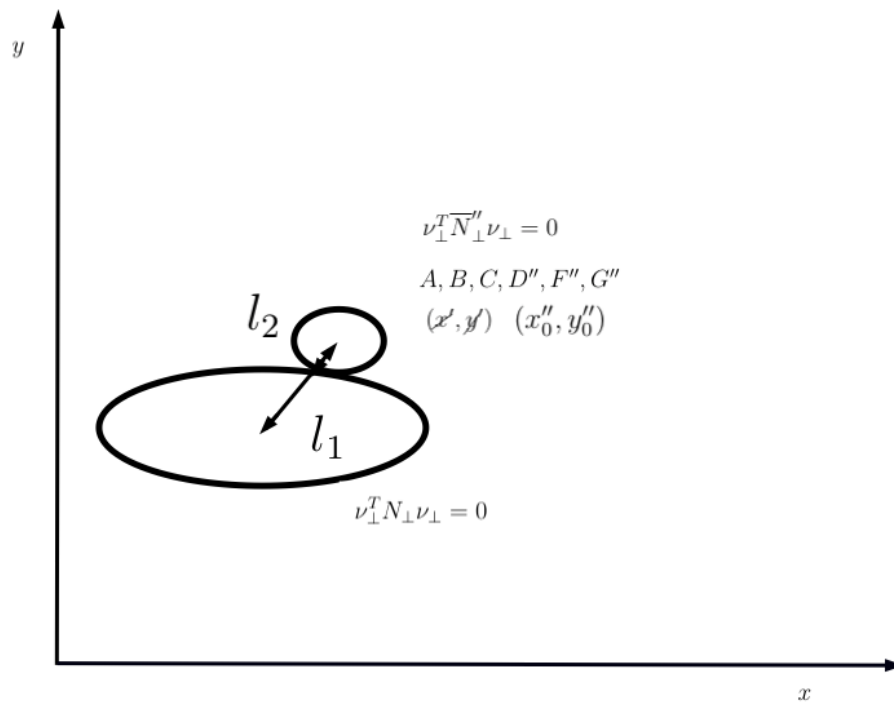

(b) Situación final en la que hay solución  $t\bar{t}$  estándar

Figura 3.1: Representación gráfica del método de obtención del dark  $p_T$ .

La Figura 3.1 muestra un esquema del método de obtención de dark  $p_T$ . En la situación final la elipse tendrá coeficientes  $A, B, C, D'', F'', G''$  y calculando el desplazamiento del centro con la ecuación (3.9), se pueden obtener los coeficientes  $D''$  y  $F''$ .

$$\begin{aligned} D'' &= -B(\Delta y_0 + y'_0) - A(\Delta x_0 + x'_0) \\ F'' &= -C(\Delta y_0 + y'_0) - B(\Delta x_0 + x'_0) \end{aligned} \quad (3.19)$$

Por último, queda saber la orientación de  $\overline{N}'_\perp$  con respecto al centro de  $N_\perp (x_0^N, y_0^N)$ , ya que el signo del desplazamiento dependerá de sus posiciones relativas.

$$\Delta y_0 = \begin{cases} (d - l_1 - l_2) \cdot \text{sen}(\theta) & \text{si } y'_0 < y_0^N \\ -(d - l_1 - l_2) \cdot \text{sen}(\theta) & \text{si } y'_0 > y_0^N \end{cases} \quad (3.20)$$

$$\Delta x_0 = \begin{cases} (d - l_1 - l_2) \cdot \text{cos}(\theta) & \text{si } x'_0 < x_0^N \\ -(d - l_1 - l_2) \cdot \text{cos}(\theta) & \text{si } x'_0 > x_0^N \end{cases} \quad (3.21)$$

Con la ecuación (3.15), se puede obtener el valor de  $MET_{\text{estandar}}$  y sustituyendo en (3.14) calcular  $G''$ . Con esto queda definida la nueva elipse correspondiente al caso  $t\bar{t}$  estándar.

Este método será útil en casos en los con  $R < 1$ , ya que se puede asociar el dark  $p_T$  con el posible momento del mediador. De esto modo, el factor de solapamiento puede servir en cierto modo, como estimación del error cometido en la medida de  $\phi_\perp$ .

# Capítulo 4

## Resultados

Para reproducir el proceso  $t\bar{t} + \text{DM}$ , se realizó una simulación de Monte Carlo similar a la realizada para el modelo  $t\bar{t}$  estándar. Esta se hizo para el proceso  $t\bar{t}$  estándar y los casos en los que el mediador es una partícula escalar y pseudoescalar de masa 10 y 100 GeV. A continuación se muestran las distribuciones del momento del mediador y la MET de todos los procesos. Más adelante se podrán comparar con los resultados obtenidos por el método de obtención de dark  $p_T$ .

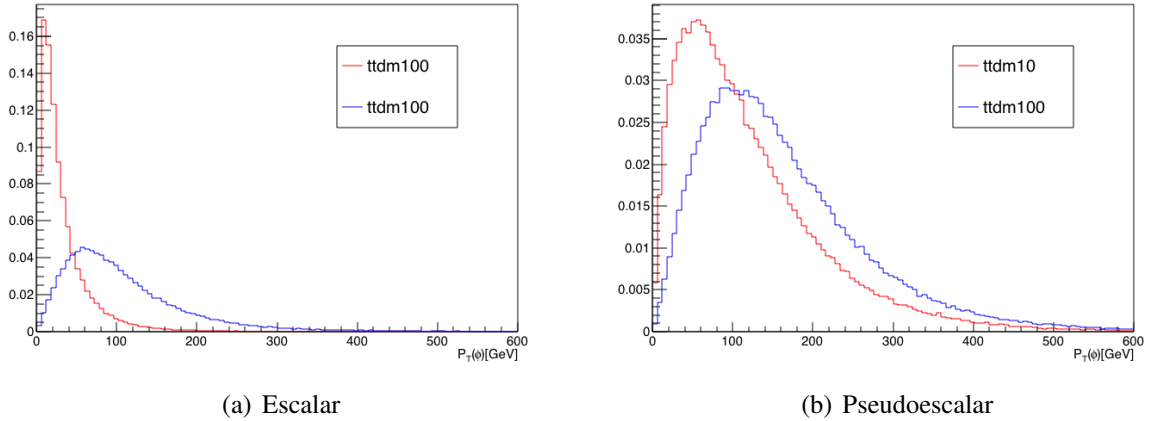


Figura 4.1: Distribución del  $p_T$  del mediador de DM en las simulaciones.

En la Figura 4.1 (a), para el caso de 10 GeV, el momento transverso del mediador apenas pasa de 100 GeV. Esto hace que las variaciones en la MET sean pequeñas y sea más difícil de distinguir del proceso  $t\bar{t}$  estándar. Para 100 GeV, la distribución se ensancha llegando a los 300 GeV. Este caso aumentará en mayor medida el desbalance en la energía. En la Figura 4.1 (b), las distribuciones son mucho más anchas y parecidas entre sí de lo que son en el modelo escalar y por tanto el mediador pseudoescalar debería ser más fácil de diferenciar con el modelo  $t\bar{t}$  estándar.

La siguiente Figura muestra la distribución del desbalance en la energía de los procesos de DM.

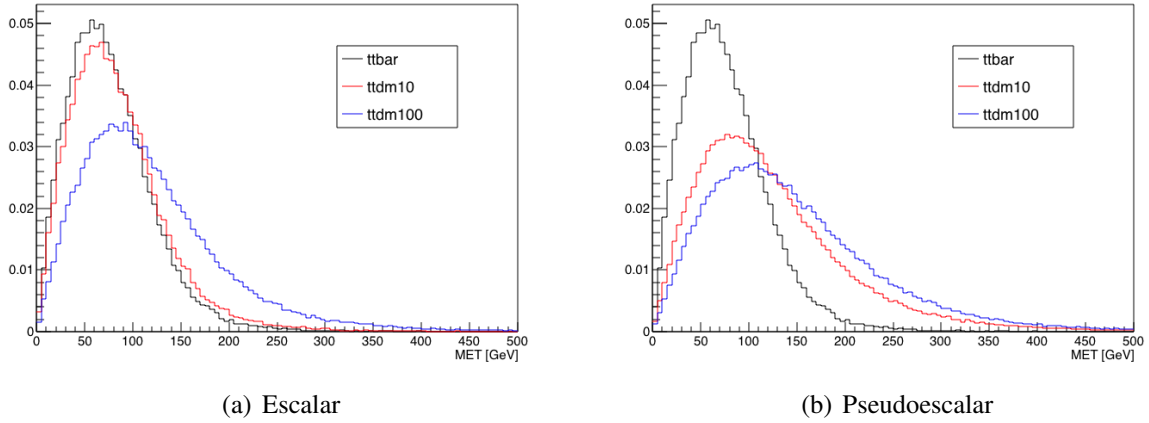


Figura 4.2: Distribución de la MET en las simulaciones.

En la Figura 4.2 (a) se puede ver como la MET en el caso escalar de 10 GeV es muy parecida al caso estándar. Esto hará que sea más difícil de distinguir un mediador con estas características. Para el mediador de 100 GeV y los pseudoescales las distribuciones llegan a valores más altos de MET y pueden separarse más del  $t\bar{t}$  estándar.

## 4.1. Desplazamiento de las elipses de momento

La efectividad del método de obtención de dark  $p_T$  se ha puesto a prueba con las simulaciones. La representación gráfica de algunos de los eventos con DM se muestra en la siguiente Figura.

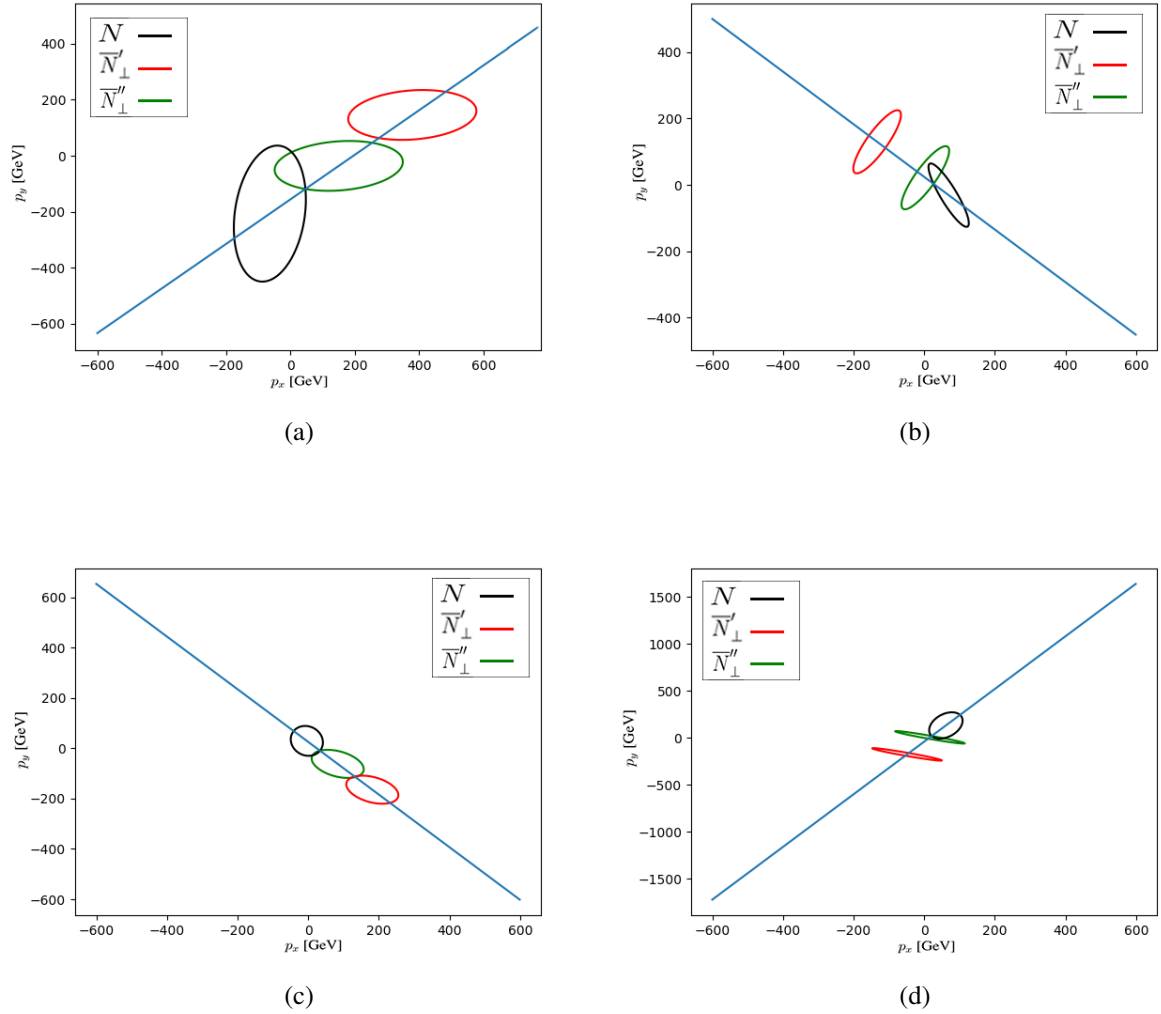


Figura 4.3: Ejemplos del método de obtención del dark  $p_T$  aplicado a algunos de los eventos de la simulación de Monte Carlo. La elipse  $\overline{N}'_{\perp}$  (roja), se desplaza hasta el punto de mayor proximidad en la dirección que une los centros (línea azul) hacia la elipse  $N_{\perp}$  (negra). El resultado final es  $\overline{N}''_{\perp}$  que corta a la elipse del neutrino y por tanto da solución  $t\bar{t}$  estándar. Las Figuras (a), (b), (c) y (d) muestran las todas orientaciones que toman las ecuaciones (3.20) y (3.21) en las que desplazar la elipse  $\overline{N}'_{\perp}$  en función de la posición de  $N_{\perp}$ .

A partir de los desplazamientos en las Figuras 4.3 se obtiene el dark  $p_T$  y con esto se puede estudiar el posible momento del mediador de materia oscura. Se puede ver como, aunque los coeficientes de la elipse son distintos, el tamaño no parece variar al desplazarse.

## 4.2. Distribución del factor de solapamiento

Para todos los eventos se calculó el factor de solapamiento a partir de la ecuación (3.12) y se comparó el caso  $t\bar{t}$  estándar, con los  $t\bar{t}$ +DM escalar y pseudoescalar de 10 y 100 GeV.

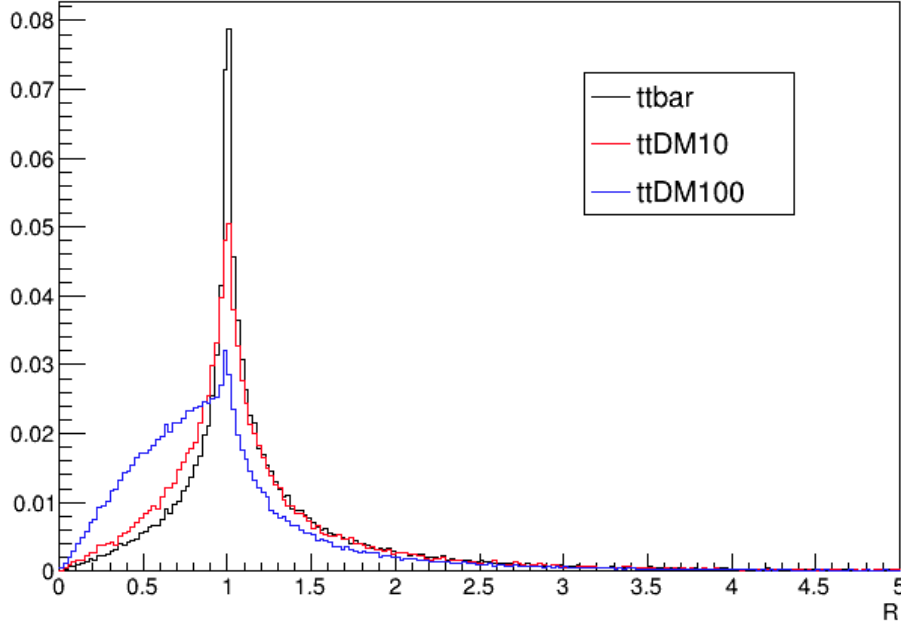


Figura 4.4: Distribución normalizada del factor de solapamiento para los casos estándar y escalar de 10 y 100 GeV.

En el caso escalar, no debería haber ninguna correlación especial entre el momento y el espín ya que este es cero. Se puede ver en la Figura 4.4 que el caso estándar y el de 10 GeV son muy parecidos entre sí. Como el desplazamiento de las elipses depende de la MET, al ser un mediador poco masivo cabe esperar que no haya una gran distinción entre ambos sucesos. En el caso de 100 GeV, como la masa es mucho mayor, comienza a verse un desplazamiento a valores de  $R$  más pequeños y por tanto la distancia que separa las elipses es mayor. Por tanto, el dark  $p_T$  en estos casos también sería mayor que para los otros dos. El máximo número de eventos se da cuando el factor de solapamiento es 1, que es el caso en el que  $d \simeq l_1 + l_2$ . Para valores de  $R < 1$ , la probabilidad de que el proceso sea  $t\bar{t}$ +DM es mayor cuanto mayor es la masa. Para 10 GeV, los casos son difícilmente distinguibles, mientras que con el de 100 GeV, gran parte de los eventos caen en esta zona. Cuando  $R > 1$ , la probabilidad de que el evento sea  $t\bar{t}$  estándar o de 10 GeV, es mayor que para 100 GeV. Esto quiere decir que las elipses están más desplazadas en este último caso, que es lo que cabría esperar.

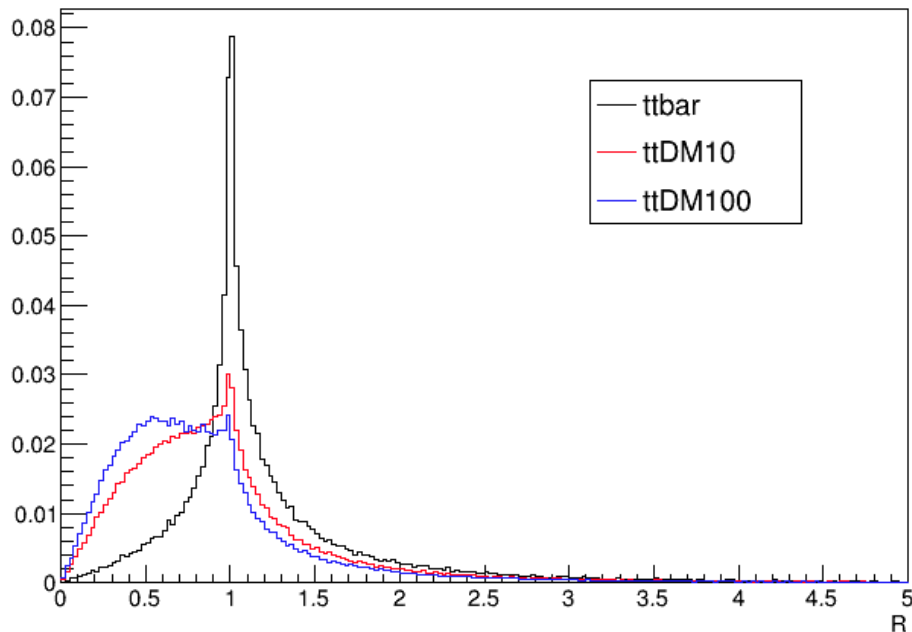
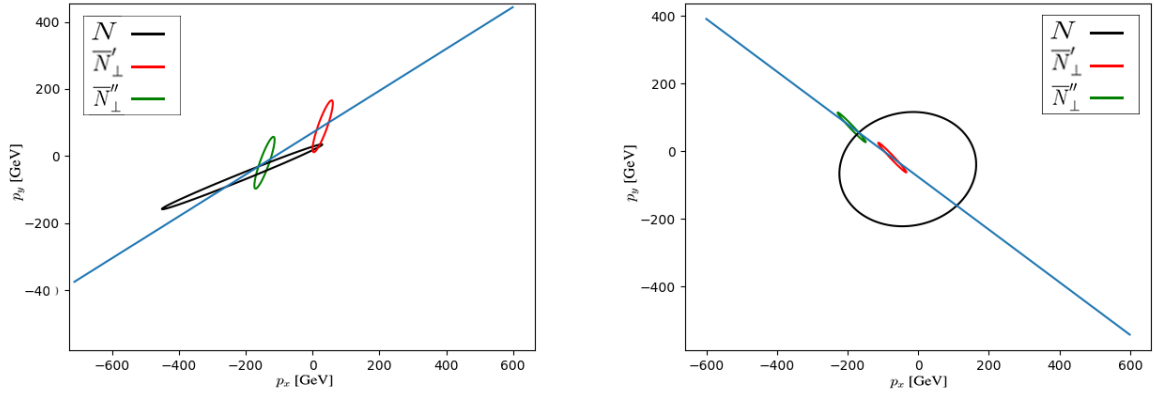


Figura 4.5: Distribución normalizada del factor de solapamiento para los casos estándar y pseudoescalar de 10 y 100 GeV.

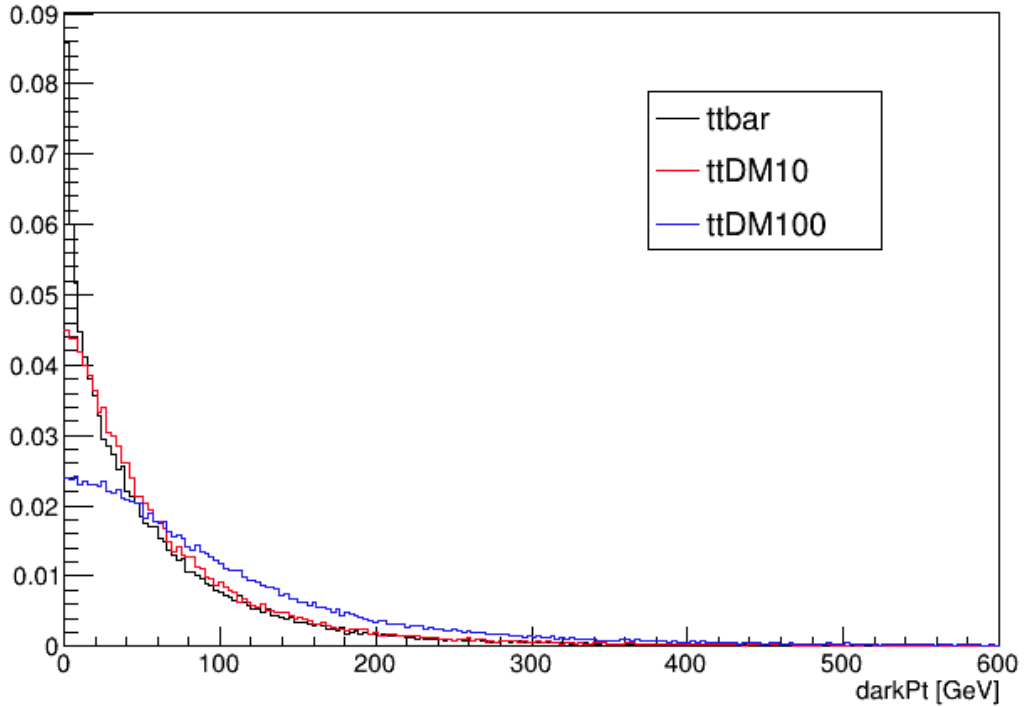
Para el caso pseudoescalar, es de esperar que el cambio en la paridad afecte en cierto modo a la distribución del momento de  $\phi$ . En la Figura 4.5, se puede ver como en  $t\bar{t}$  estándar, el mayor número de eventos se encuentran en  $R \simeq 1$ , ya que según la ecuación (3.12),  $d \simeq l_1 + l_2$  y será probable que las elipses corten. Los casos  $R > 1$  y  $R < 1$  son menos frecuentes. Cuando  $R < 1$ , la separación es grande y la probabilidad de que sea un evento estándar es menor. Para  $R > 1$ , las elipses están muy próximas entre sí y es por eso que la distribución no es perfectamente simétrica, ya que es más fácil que haya solución cuanto más cerca estén los centros. Por otro lado en los casos con DM, gran parte ocurren cuando  $R < 1$ , con mayor probabilidad cuanto mayor es la masa del mediador (lo que parece razonable ya que está relacionada con el momento de  $\phi$  y la separación de los centros). En  $R = 1$ , se llega un máximo y para valores mayores, el número de eventos disminuye considerablemente.

Los resultados parecen concordar con la hipótesis de que el mediador desplaza las elipses y por ello, en ambos casos, la mayor parte de eventos con  $R < 1$  son de DM. Sin embargo, también puede haber procesos estándar que cumplan esta condición. Si las elipses son lo suficientemente alargadas puede ocurrir que, aunque la separación sea grande, sigan cortando. Por otro lado, cuando  $R > 1$ , si una de ellas contiene a la otra y es lo suficientemente pequeña, puede que no haya intersección. Sin embargo, estos casos parecen poco probables en vista a los resultados. Un ejemplo de esto puede verse en la siguiente Figura.

(a) Evento con  $R < 1$  y solución  $t\bar{t}$  estándar.(b) Evento con  $R > 1$  y sin solución  $t\bar{t}$  estándar.Figura 4.6: Ejemplos que rompen la relación entre  $R$ , el dark  $p_T$  y el momento real del  $\phi$ .

### 4.3. Análisis de Dark $p_T$

La distribución de dark  $p_T$  obtenida en cada caso se muestra a continuación.

Figura 4.7: Distribución del dark  $p_T$  estándar y escalar de 10 y 100 GeV.



De nuevo se puede ver en la Figura 4.7 como los casos de 10 GeV y estándar son muy similares. La mayoría de eventos tienen bajo dark  $p_T$  ya que las elipses deben de estar próximas entre sí. La distribución se ensancha, en el caso de 100 GeV y por tanto los valores altos de dark  $p_T$  son más probables para este tipo de mediador.

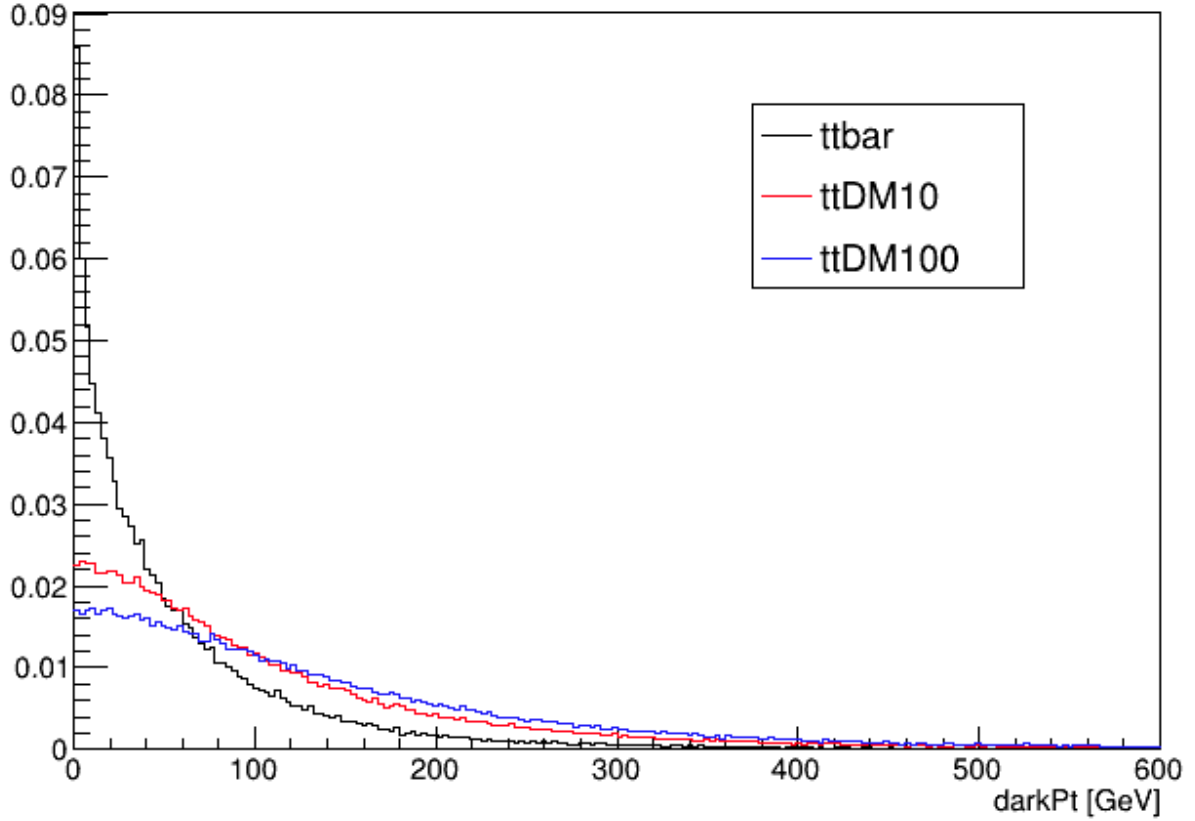
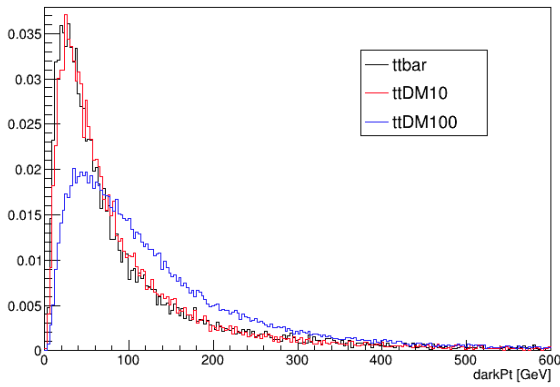
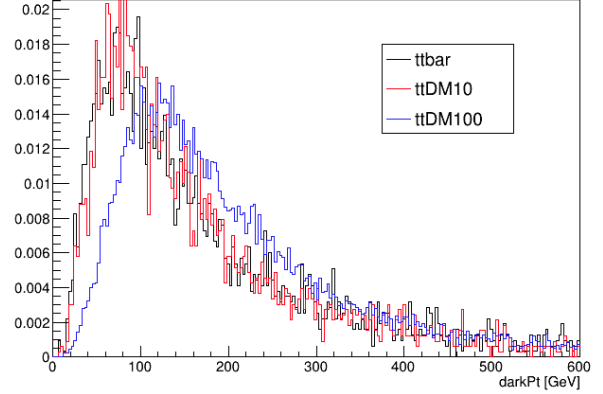


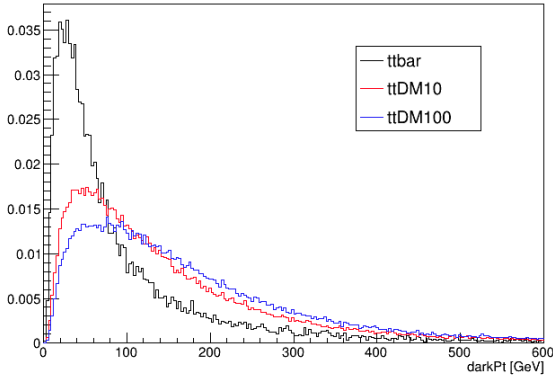
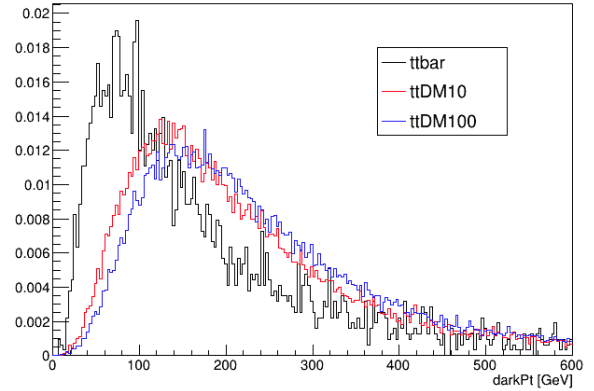
Figura 4.8: Distribución del dark  $p_T$  estándar y pseudoescalar de 10 y 100 GeV.

En la Figura 4.8 para el caso estándar, la mayor parte del dark  $p_T$  toma valores próximos a 0 GeV. Como no hay materia oscura, este resultado es consistente. La zona de alto momento transversal puede estar debida a eventos como el de la Figura 4.6(a) en el que la separación es grande pero las elipses cortan. En los casos con DM, el máximo cae en la zona de bajo  $p_T$ . Los eventos con  $dark\ p_T < 100$  GeV, son más probables con el mediador de 10 GeV que con el de 100 GeV. Para momentos mayores, la distribución es prácticamente idéntica siendo ligeramente más alta la de 100 GeV.

Con la intención de aumentar la efectividad al distinguir casos con DM, de acuerdo con las Figuras 4.4 y 4.5, se ha hecho una selección para  $R < 1$  y se ha observado como cambia el dark  $p_T$ .

(a) Eventos con  $R < 0.9$ .(b) Eventos con  $R < 0.5$ .Figura 4.9: Distribución de dark  $p_T$  escalar para distintos cortes en  $R$ .

En la Figura 4.9, el número de eventos  $t\bar{t}$  estándar y de 10 GeV, disminuyen cuanto menor es  $R$ , sobre todo en las zonas de bajo  $p_T$ . Esto concuerda, con la hipótesis del dark  $p_T$  ya que, seleccionando estos eventos, se están escogiendo los que tienen una mayor separación entre los centros de las elipses y por tanto un mayor momento transversal. Al aplicar estos cortes en el factor de solapamiento, la distribución de 100 GeV se ve menos alterada, lo cual indica que muchos de los eventos son de este tipo.

(a) Eventos con  $R < 0.9$ .(b) Eventos con  $R < 0.5$ .Figura 4.10: Distribución de dark  $p_T$  pseudoescalar para distintos cortes en  $R$ .

En la Figura 4.10 el número de eventos  $t\bar{t}$  estándar disminuye con  $R$ , mientras que en los casos con materia oscura no se aprecia un cambio tan considerable. Para valores de  $R$  pequeños en DM, el número de eventos de bajo  $p_T$  disminuye ya que la separación entre elipses es menor.

Por último, como el dark  $p_T$  debe estar relacionado con  $\phi_\perp$ , se calculó su discrepancia ( $\delta\phi$ ) con el momento real en cada evento.

$$\delta\phi_\perp = \left| \frac{DarkP_T - \phi_\perp^{real}}{\phi_\perp^{real}} \right| \quad (4.1)$$

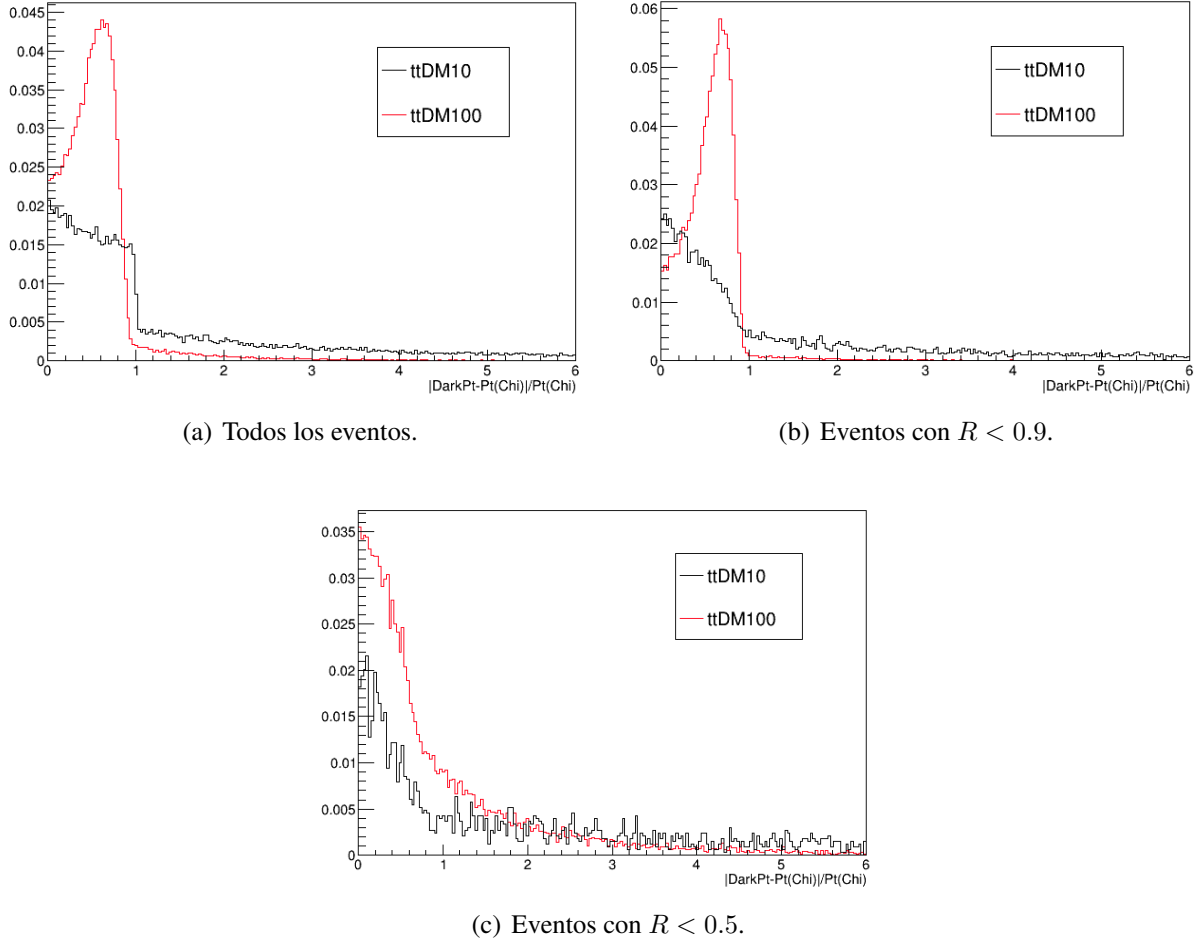
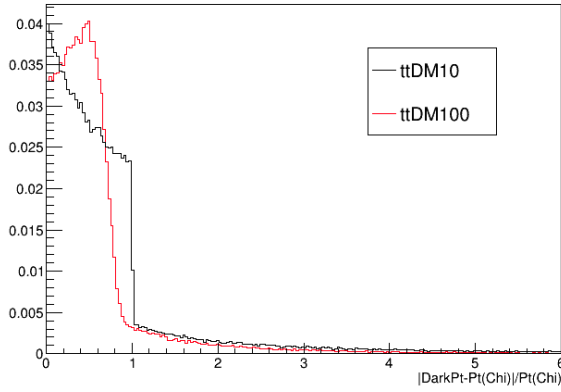


Figura 4.11: Distribución de la discrepancia entre el dark  $p_T$  y el momento transverso de  $\phi$  escalar.

Según la Figura 4.11, la discrepancia se sitúa mayormente entre cero y uno, es decir, que los momentos coinciden o son el doble de grandes. Con el corte en  $R < 0.9$ , no se aprecia mucha diferencia más allá de que decrece el número de eventos. Cuando  $R < 0.5$ , la discrepancia en el caso de 100 GeV, se desplaza hacia el cero, lo cual indica que hay un mayor número de eventos en los que el dark  $p_T$  y el momento del  $\phi$  coinciden. Para valores de  $R$  menores, el número de eventos es pequeño y por lo tanto no se puede apreciar ninguna estadística.



(a) Todos los eventos.

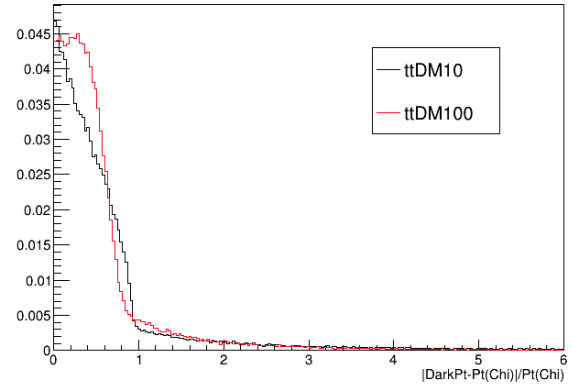
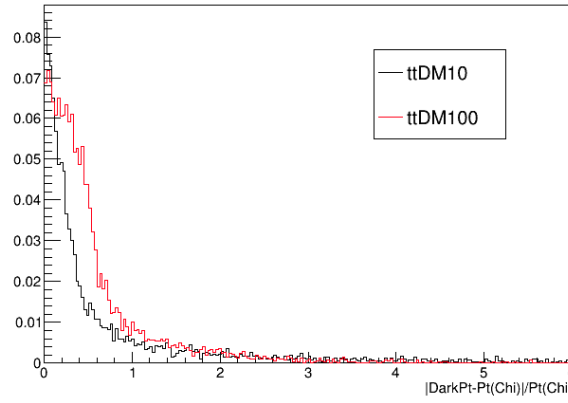
(b) Eventos con  $R < 0.9$ .(c) Eventos con  $R < 0.5$ .

Figura 4.12: Distribución de la discrepancia entre el dark  $p_T$  y el momento transverso de  $\phi$  escalar.

La Figura 4.12, muestra que la discrepancia está principalmente entre cero y uno. Cuanto menor es  $R$ , la distribución se desplaza hacia el cero y por tanto, el dark  $p_T$  y el momento del mediador están más relacionados. El método reproduce mejor el momento del mediador en el caso de 10 GeV, mientras que la distribución en 100 GeV es más ancha.

# Capítulo 5

## Conclusiones

Este trabajo se ha enmarcado en el contexto de una búsqueda de materia oscura en asociación con los quarks top y antitop en el detector de CMS del CERN. En particular, se ha explicado un método analítico para distinguir los eventos top-antitop a dos leptones y dos neutrinos del Modelo Estándar, de los casos en los que se emite un mediador de materia oscura, de acuerdo con la Teoría Efectiva de Campos.

Para ello se ha hecho un estudio de la topología  $t\bar{t}$ , estudiando su cinemática y los espacios de soluciones. Se ha usado una técnica por la cual, el momento del neutrino está restringido a una elipse en el plano transversal. Teniendo en cuenta la MET del proceso, se pueden encontrar las posibles soluciones al sistema en los cortes entre las elipses y así confirmar que la desintegración coincide con la predicha por el modelo estándar.

Con la emisión de un mediador de materia oscura, la MET se ve modificada. Se ha descubierto que, en muchos de los casos, esto desplaza los centros de las elipses llevando a un caso en el que no hay solución del sistema para la desintegración del SM. Esto llevó a la introducción de un nuevo parámetro llamado **Factor de Solapamiento**, que da una idea de la relación existente entre el desplazamiento y el espacio de soluciones de los neutrinos. También se ha introducido un nuevo método para la reconstrucción del momento del mediador de DM, que estudia su relación con la separación de las elipses. Como resultado se obtiene una variable llamada **dark**  $p_T$ , que se asocia al momento transversal de  $\phi$ .

Con el uso del **Método de obtención de dark**  $p_T$ , se ha hecho un estudio de la topología  $t\bar{t}$ +DM y se ha comparado con la del Modelo Estándar. Esto se ha hecho para los casos en los que se emite un mediador de materia oscura escalar y pseudoescalar, con unas masas de 10 y 100 GeV.

Se ha podido observar como en el caso escalar, los eventos  $t\bar{t}$  estándar y de 10 GeV son muy similares entre sí. Solo es cuando la masa del mediador aumenta, como en el caso de 100 GeV, que hay más distinciones entre ambos. Esto es algo esperable, ya que al no tener espín, la MET solo está aumentado y como la masa del mediador es pequeña, puede que las elipses

no se alejen lo suficiente como para haber una distinción clara entre ambos sucesos. Cuando la masa es mayor, la separación empieza a ser más notoria y por tanto los sucesos se distinguen mejor. Aplicando los cortes en  $R$ , se ha conseguido una mayor efectividad en la discrepancia entre el dark  $p_T$  y el momento transverso del mediador, así como reducir el número de eventos del Modelo Estándar y de 10 GeV, sin modificar demasiado la de 100 GeV. Por ello, el factor de solapamiento podría ser una variable útil a la hora de distinguir casos en los que el mediador sea masivo y escalar.

En el caso pseudoescalar, se ha visto como los casos de DM son más semejantes entre sí de lo que son con el Modelo Estándar. Esto es debido en parte, a que la inversión de paridad afecta a la distribución de la MET y por tanto este ligada al momento transverso de  $\phi$ . Con los cortes en  $R$ , se ha conseguido reducir los eventos  $t\bar{t}$  estándar, sin alterar en gran medida las distribuciones del dark  $p_T$  en  $t\bar{t}$ +DM. También, con el factor de solapamiento, se ha conseguido mejorar la discrepancia entre el dark  $p_T$  y el momento del  $\phi$  real y por tanto puede ser una buena variable para distinguir casos en los que el mediador sea una partícula pseudoescalar.

En un futuro sería conveniente comprobar la efectividad del método en procesos reales producidos en CMS, ya que aquí solo se han llevado a cabo simulaciones de Monte Carlo. Por otro lado, convendría estudiar a fondo el espacio de soluciones dado por la ecuación (3.7), ya que podría dar información sobre posibles direcciones privilegiadas en el desplazamiento de las elipses y así mejorar la precisión del dark  $p_T$ . A su vez, se podría extender el estudio para masas distintas a 10 y 100 GeV, para ver si se observa alguna correlación distinta a las que se muestran en este trabajo. Otro hecho interesante y que no se aborda en este trabajo, es el porqué al cambiar los parámetros de la elipse, los semiejes de la elipse no se ven alterados, cuando en principio no deberían. Una de las ventajas de este método es que no depende del modelo teórico usado y por tanto no es exclusivo de la EFT, si no que puede emplearse en cualquier modelo  $t\bar{t}$  a dos leptones y DM por lo que, podría usarse en teorías tales como la Supersimetría.

Cabe destacar que con este trabajo se ha conseguido cambiar del método numérico utilizado en CMS a un nuevo método analítico que permite entender la estructura de las soluciones del proceso  $t\bar{t}$ +DM. Por otro lado, se ha conseguido dar un nuevo enfoque al dark  $p_T$  y entender como puede ser aplicado. Una de las flaquezas que mostraba el método anterior es que, si el sistema tenía solución, no podía asignarse un dark  $p_T$ . Esto es un problema, en casos como el del mediador escalar de 10 GeV, ya que las soluciones son muy similares al caso  $t\bar{t}$  estándar y por tanto muchas de ellas tendrán solución. También se ha dado un criterio de selección de dark  $p_T$ , por el cual, se escoge la dirección que une los centros de las elipses y aunque no es el único posible, da una buena estimación del momento del mediador. En un futuro podría extenderse la búsqueda en otras direcciones en las que las elipses corten de forma que se mejore la precisión del dark  $p_T$ .

Por último, destacar el hecho de que mediante este trabajo se ha conseguido dar un enfoque distinto al estudio de las soluciones al sistema  $t\bar{t}$ +DM y que su desarrollo en profundidad puede llevar a nuevas formas de entender el problema.

# Apéndice A

## Código python del método de dark $p_T$

```
import nuSolutions as n #Betchart's neutrino code
import ROOT as r
from math import sqrt
import math
import sys
import numpy as np
LinAlgError = np.linalg.linalg.LinAlgError
import matplotlib.pyplot as plt

class solveNeutrino(object):
    '''Class that solves the different variables
    in tt-->n_nll_bb_ decays'''

    def __init__(self, Tb1, Tb2, Tmu1, Tmu2, Tnu1, Tnu2,
                  TMET, mW1, mW2, mt1, mt2):
        #Tb, Tmu, Tnu are TLorentzVectors
        lv = r.Math.LorentzVector(r.Math.PtEtaPhiE4D('float'))

        #Particle vectors
        self.b1 = lv(Tb1.Pt(), Tb1.Eta(), Tb1.Phi(), Tb1.E())
        self.b2 = lv(Tb2.Pt(), Tb2.Eta(), Tb2.Phi(), Tb2.E())
        self.mu1 = lv(Tmu1.Pt(), Tmu1.Eta(), Tmu1.Phi(), Tmu1.E())
        self.mu2 = lv(Tmu2.Pt(), Tmu2.Eta(), Tmu2.Phi(), Tmu2.E())
        self.metX = TMET.Px()
        self.metY = TMET.Py()
        self.mW2_1 = mW1**2
```

```

self.mt2_1 = mt1**2
self.mt2_2 = mt2**2
self.mW2_2 = mW2**2

#Ellipse Matrices
self.N = n.nuSolutionSet(self.b1,self.mu1,
                        self.mW2_1, self.mt2_1).N
self.N_ = n.nuSolutionSet(self.b2,self.mu2,
                        self.mW2_2, self.mt2_2).N
self.Gamma = np.outer([self.metX,self.metY,0],[0,0,1])
                -n.UnitCircle()
self.n_ = self.Gamma.T.dot(self.N_).dot(self.Gamma)

@property
def solution(self):
    '''Solves the neutrino momenta'''
    doubleNeutrinoSolutions = n.doubleNeutrinoSolutions
    dns = doubleNeutrinoSolutions((self.b1, self.b2),
                                   (self.mu1, self.mu2),
                                   (self.metX, self.metY),
                                   self.mW2_2,self.mt2_2)

    solutions = dns.nunu_s
    return solutions

def calculateEllipseParameter(self,Matrix,Parameter):
    '''Calculates the center,
    major and minor semiaxis of
    ellipse of the given Matrix'''
    A, B, C, D, F, G = Matrix[0][0], Matrix[0][1],
                          Matrix[1][1], Matrix[0][2],
                          Matrix[1][2], Matrix[2][2]

    if Parameter == 'Center':
        #Ellipse Center
        x0 = (C*D-B*F)/(B**2-A*C)
        y0 = (A*F-B*D)/(B**2-A*C)
        return (x0,y0)
    elif Parameter == 'Semiaxis':
        #Semiaxis a (Major), b (Minor)
        a = sqrt((2*(A*F**2+C*D**2+G*B**2-2*B*D*F-A*C*G)) /

```



---

```

        ((B**2-A*C)*(sqrt((A-C)**2+4*B**2)-(A+C))))
b = sqrt((2*(A*F**2+C*D**2+G*B**2-2*B*D*F-A*C*G))/
        ((B**2-A*C)*(-sqrt((A-C)**2+4*B**2)-(A+C))))
    return (a,b)
elif Parameter == 'Angle':
    #Counterclockwise angle rotation
    #from x axis to the major axis
    if (B == 0 and A < C):
        angle = 0
    elif (B == 0 and A > C):
        angle = math.pi/2
    elif (B != 0 and A < C):
        cotan=1/math.tan((A-C)/(2.*B))
        angle = 0.5*math.atan(cotan)
    elif (B != 0 and A > C):
        cotan=1/math.tan((A-C)/(2.*B))
        angle = 0.5*math.pi+0.5*math.atan(cotan)
    return angle
else:
    print 'Wrong Input Name'
    return -1

def ellipseSeparation(self,Matrix1,Matrix2,Parameter):
    '''Calculates the distance between the the
    centers of two ellipses, the projection of
    the line that unites them and the linear parameters'''
    x1,y1 = self.calculateEllipseParameter(Matrix1,'Center')
    x2,y2 = self.calculateEllipseParameter(Matrix2,'Center')
    m = (y2-y1)/(x2-x1)
    b = y1-m*x1

    if Parameter == 'Distance':
        distance = math.sqrt((x1-x2)**2+(y1-y2)**2)
        return distance
    elif Parameter == 'Projections':

        A1, B1, C1, D1, F1, G1 = Matrix1[0][0], Matrix1[0][1],
                                Matrix1[1][1], Matrix1[0][2],
                                Matrix1[1][2], Matrix1[2][2]
        A2, B2, C2, D2, F2, G2 = Matrix2[0][0], Matrix2[0][1],

```

```

Matrix2[1][1], Matrix2[0][2],
Matrix2[1][2], Matrix2[2][2]

#The cut between the line and one of the ellipses
#is given by a two degree polynomial
#with solution  $x=-v\pm\sqrt{v^2-4uw}/2u$ 

#Matrix 1 Projections
u1 = A1+2*B1*m+C1*m**2
v1 = 2*B1*b+2*m*b*C1+2*D1+2*F1*m
w1 = G1+C1*b**2+2*F1*b
x1cut1 = (-v1+sqrt(v1**2-4*u1*w1))/(2*u1)
x1cut2 = (-v1-sqrt(v1**2-4*u1*w1))/(2*u1)
y1cut1 = m*x1cut1+b
y1cut2 = m*x1cut2+b
projection1 = sqrt((x1cut1-x1cut2)**2+
                    (y1cut1-y1cut2)**2)/2

#Matrix 2 Projections
u2 = A2+2*B2*m+C2*m**2
v2 = 2*B2*b+2*m*b*C2+2*D2+2*F2*m
w2 = G2+C2*b**2+2*F2*b
x2cut1 = (-v2+sqrt(v2**2-4*u2*w2))/(2*u2)
x2cut2 = (-v2-sqrt(v2**2-4*u2*w2))/(2*u2)
y2cut1 = m*x2cut1+b
y2cut2 = m*x2cut2+b
projection2 = sqrt((x2cut1-x2cut2)**2+
                    (y2cut1-y2cut2)**2)/2
return (projection1,projection2)

elif Parameter == 'LineParameters':
    return (m,b)

else:
    print 'Wrong Input Name'
    return -1

def overlappingFactor(self, Matrix1, Matrix2):
    d = self.ellipseSeparation(Matrix1,Matrix2,
                                'Distance')

```

---

```

    l1,l2 = self.ellipseSeparation(Matrix1,Matrix2,
                                    'Projections')

    overlap = (l1+l2)/d
    return overlap

def getEllipseEquation(self,Matrix):
    '''Gets neutrino equation of the given Matrix'''
    pxnu,pynu = np.linspace(-5,5,100),np.linspace(-5,5,100)
    pnu = np.array([pxnu,pynu,1])
    elipseEquation = pnu.T.dot(Matrix).dot(pnu)
    return elipseEquation

def plotEllipse(self,Matrix,color):
    '''Plots the given ellipse'''
    x0,y0 = self.calculateEllipseParameter(Matrix,'Center')
    a,b = self.calculateEllipseParameter(Matrix,'Semiaxis')
    pxnu,pynu = np.linspace((x0-2*a),(x0+2*a),1000),
                  np.linspace((y0-2*a),(y0+2*a),1000)
    p,q = np.meshgrid(pxnu,pynu)
    f = lambda x, y:
        np.array([x,y,1]).T.dot(Matrix).dot(np.array([x,y,1]))
    z = f(p,q)
    plt.contour(p,q,z,[0],colors=color)
    plt.xlabel('px/GeV')
    plt.ylabel('py/GeV')

def darkPt(self,Parameter):
    '''Moves the n_ ellipse to the first
    point that cuts N in the direction
    of the line that unites the two centers'''

    A,B,C,D,F,G = self.N_[0][0],self.N_[0][1],
                  self.N_[1][1],self.N_[0][2],
                  self.N_[1][2],self.N_[2][2]
    Dp,Fp,Gp = self.n_[0][2],self.n_[1][2],self.n_[2][2]
    m,b = self.ellipseSeparation(self.N, self.n_,
                                'LineParameters')
    d = self.ellipseSeparation(self.N,self.n_,
                                'Distance')
    l1,l2 = self.ellipseSeparation(self.N,self.n_,

```

```

                                'Projections')
x0,y0 = self.calculateEllipseParameter(self.N_,
                                'Center')
x0p,y0p = self.calculateEllipseParameter(self.n_,
                                'Center')
x0N, y0N = self.calculateEllipseParameter(self.N,
                                'Center')

theta = math.atan(abs(m))
deltax,delay = 0.0, 0.0

if y0p<y0N:
    delay = (d-l1-l2)*math.sin(theta)
elif y0p>y0N:
    delay = -(d-l1-l2)*math.sin(theta)

if x0p<x0N:
    deltax = (d-l1-l2)*math.cos(theta)
elif x0p>x0N:
    deltax = -(d-l1-l2)*math.cos(theta)

Dpp,Fpp = -B*(delay+y0p)-A*(deltax+x0p),
          -C*(delay+y0p)-B*(deltax+x0p)
x0pp,y0pp = (C*Dpp-B*Fpp)/(B**2-A*C) ,
            (A*Fpp-B*Dpp)/(B**2-A*C)
Metxp = x0pp+x0
Metyp = y0pp+y0

if Parameter == 'DarkPt':
    return abs(d-l1-l2)
elif Parameter == 'ttbarEllipse':
    Gammap = np.outer([Metxp,Metyp,0],[0,0,1])
                                -n.UnitCircle()
    n_p = Gammap.T.dot(self.N_).dot(Gammap)
    self.plotEllipse(n_p, 'green')
else:
    print 'Wrong Input Name'
    return -1

```

# Bibliografía

- [1] M. S. Roberts and A. H. Rots. Comparison of rotation curves of different galaxy types. *Astron. Astrophys.*, vol. 26, pp. 483–485, 1973.
- [2] V. C. Rubin and Jr. W. K. Ford. Rotation of the andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions. *Astrophys. J.*, vol. 159, pp. 379–403,, 1970.
- [3] C. P. Poole H. Goldstein and J. L. Safko. Comparison of rotation curves of different galaxy types. *Classical Mechanics. Addison Wesley*, 2002.
- [4] F. Zwicky. On the masses of nebulae and of clusters of nebulae. *Astrophys. J.*, vol. 86, pp. 217–246, 1937.
- [5] A. Gonzalez D. Clowe and M. Markevitch. Weak lensing mass reconstruction of the interacting cluster 1E0657-558: Direct evidence for the existence of dark matter. *Astrophys. J.*, vol. 648, pp. L109–L113, 2006.
- [6] A. H. Gonzalez M. Markevitch S. W. Randall C. Jones D. Clowe, M. Bradac and D. Zaritsky. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *Astrophys. J.*, vol. 604, pp. 596–603, 2004.
- [7] G. Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett.*, vol. B716, pp. 1–29,, 2012.
- [8] S. Chatrchyan et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett.*, vol. B716, pp. 30–61,, 2012.
- [9] M. Tanabashi et al. (particle data group). *Phys. Rev. D* 98, 030001, 2018.
- [10] Eugenio del Nobile. Effective operators for dark matter detection. *University of Southern Denmark*, pp. 26-34,, 2012.
- [11] D Pinna. Dark matter produced in association with top quark pair. *arXiv:1505.04100*, (1), 2015.

- [12] The CMS Collaboration. Search for dark matter in association with a  $t\bar{t}$  pair at  $\sqrt{s}=13$  TeV in the dilepton channel with 2016 data. *CMS-PAS-EXO-17-014*, CERN, 2017.
- [13] J. Alwall et al. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *JHEP* 07 746 (2014) 079, doi:10.1007/JHEP07(2014)079, arXiv:1405.0301, 2014.
- [14] L Sonnenschein. Analytical solution of  $t\bar{t}$  dilepton equations. *D* 73 (2006) 054015, 2011.
- [15] Burton A. Betchart. Analytic solutions for neutrino momenta in decay of top quarks. arXiv:1305.1878, 2013.